ORSAY
SERIE A
N° d'ordre :

Inscrit aux Archives Originales
du Centre de Documentation CNRS
sous le N°

T H E S E

présentée

à

l'Université de PARIS-SUD
Centre d'ORSAY

pour obtenir
le grade de DOCTEUR ès-Sciences PHYSIQUES

par

Hervé HURDEQUINT

Sujet de la Thèse: "Résonance électronique de spin dans des alliages magnétiques dilués inhomogènes: étude d'alliages préparés par implantation ionique".

Soutenue le 11 Mars 1981 devant la Commission d'Examen.

MM. J. FRIEDEL — *Président*

E. DANIEL
D. KAPLAN
Y. QUERE
D. DAVIDOV
P. MONOD

} *Examinateurs*

ORSAY
SERIE A
N° d'ordre :

Inscrit aux Archives Originales
du Centre de Documentation CNRS
sous le N°

T H E S E

présentée

à

l'Université de PARIS-SUD
Centre d'ORSAY

pour obtenir
le grade de DOCTEUR ès-Sciences PHYSIQUES

par

Hervé HURDEQUINT

Sujet de la Thèse: "Résonance électronique de spin dans des alliages magnétiques dilués inhomogènes: étude d'alliages préparés par implantation ionique".

Soutenue le 11 Mars 1981 devant la Commission d'Examen.

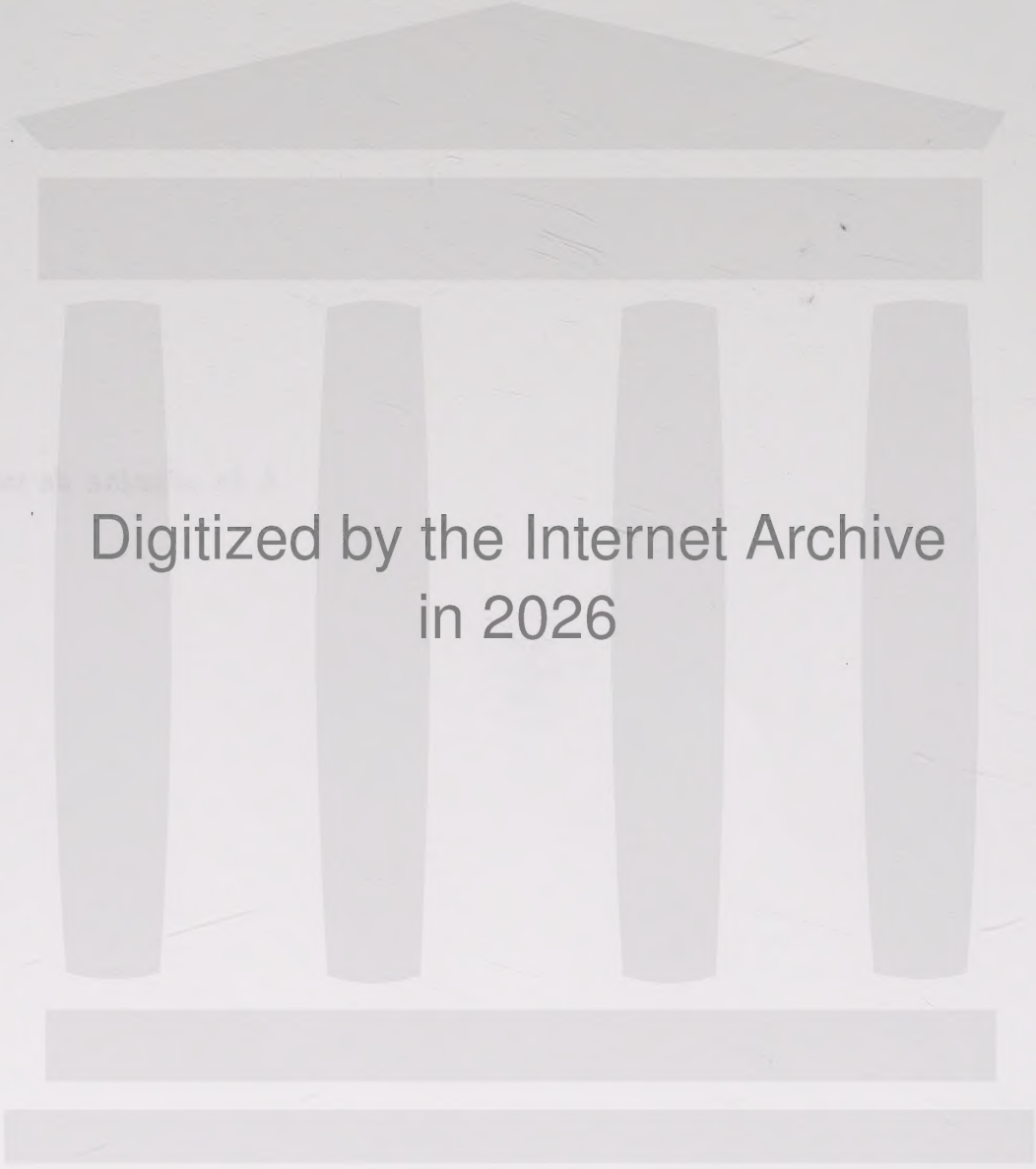
MM. J. FRIEDEL — *Président*

E. DANIEL
D. KAPLAN
Y. QUERE
D. DAVIDOV
P. MONOD

} *Examinateurs*

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

A la mémoire de mes parents


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547318_0005

REMERCIEMENTS

Monsieur le Professeur J.FRIEDEL m'a accueilli dans son laboratoire et me fait l'honneur de présider le jury de ma thèse, je l'en remercie ici.

Je remercie Messieurs D.DAVIDOV, D.KAPLAN, E.DANIEL et Y.QUERE d'avoir bien voulu accepter de faire partie de mon jury.

Je remercie tout particulièrement Monsieur P.MONOD. Il m'a initié à la recherche avec patience et enthousiasme; ses conseils m'ont été précieux tout au long de ce travail.

Il m'est agréable de remercier F.BEUNEU et A.JANOSSY avec lesquels j'ai eu le plaisir de collaborer au sein du groupe de résonance électronique.

Je remercie Monsieur R.H.SILSBEE de l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

L'implantation de mes échantillons a été effectuée au laboratoire René Bernas, à Orsay, par J.CHAUMONT et les membres de son équipe, LALU et SALOME: je tiens à les remercier du temps qu'ils ont toujours su m'accorder et du soin avec lequel ils ont réalisé ces implantations. Je dois à J.CHAUMONT et H.BERNAS de m'avoir éclairé sur de nombreux points concernant l'implantation.

C'est avec plaisir que je remercie A.KREISLER et G.ALQUIE de leur collaboration. Grâce à eux les expériences de réflexion réalisées sur leur spectromètre m'ont été d'un grand secours. Je leur dois de nombreuses discussions sur les problèmes de résonance dans les alliages dilués.

J'ai aussi beaucoup bénéficié de discussions avec H.ALLOUL, F.HIPPERT, A.FERT, S.SENOUSSI et BELLESSA.

Je remercie ceux qui ont donné forme à ce mémoire, avec beaucoup de gentillesse et d'efficacité:
Madame C.SOUFFEZ pour la frappe, Madame A.TOUCHANT pour les dessins, Monsieur SAINT-MARTIN pour les photos, et en particulier Mesdames Y.DUFOUR et H.THAISSEN que j'ai mises à rude contribution pour le tirage.

Enfin je remercie tous ceux qui m'ont apporté leur collaboration ou leur soutien amical, les membres des groupes de résonance de l'Aile Nord et, en particulier, F.HIPPERT et B.DELOCHE.

TABLE DES MATIERES

Pages

INTRODUCTION

CHAPITRE I : RESONANCE ELECTRONIQUE DE SPIN DANS UN METAL PUR

A. Metal "idéal" I.1

1. Spécificité de la résonance de spin dans un métal: effet de peau et diffusion des électrons.
Analyse de Dyson..... 1

a) Analyse qualitative et traitement quantitatif de Dyson

b) Résonance en transmission, extension de l'analyse de Dyson

2. Description hydrodynamique de la résonance des électrons de conduction d'un métal..... 8

a) Equations caractéristiques pour le système électronique du métal..... 8

b) Modes propres de propagation de l'aimantation à l'intérieur du métal..... 12

c) Calcul des formes de raie en réflexion et en transmission pour une lame de métal pur..... 16

B. Métal réel 23

1. Ondes de spin. Effets de liquide de Fermi

2. Effets liés à la distribution des facteurs g sur la surface de Fermi.

CHAPITRE II : RESONANCE ELECTRONIQUE DANS UN ALLIAGE MAGNETIQUE HOMOGENE

Introduction..... II.1

A. Equations caractéristiques pour le système couplé moments localisés-électrons de conduction

1. Equations de Bloch couplées pour le système (forme de Barnes-Zitkova); commentaires généraux..... 3

2. Equations de Bloch et de Maxwell exprimées en termes des écarts à l'équilibre des aimantations s et d (examen de 2 formes pour la destination de la relaxation.)..... 7

B. Fréquences propres de resonance du système: analyse en fonction du régime dynamique de spins 14

1e cas limite: régime dynamique de "bottleneck" fort ou de couplage fort

2e cas limite: régime dynamique de couplage faible

3e cas : régime dynamique de couplage intermédiaire

C. Modes propres de propagation de l'aimantation..... 21

1. Modes "courant" et "spin" non couplés

2. Equations aux modes propres de propagation pour δm_s : modes courant et spin couplés.

D. Signaux de résonance observables en réflexion et en transmission..... 24

1. Introduction

2. Signaux observables en réflexion et en transmission..... 28

a) Modes courant et spin dans l'alliage:conséquences sur les spectres observables en réflexion et en transmission..... 29

b) Description des signaux observables en réflexion et en transmission dans le cas limite $\delta_{eff} >> \delta$..... 34

b.1. description théorique des spectres de résonance (dans le cas limite: $\delta_{eff} >> \delta$)..... 34

b.2. Comparaison à l'expérience pour quelques systèmes type 38

c) Description du signal observable en réflexion dans le cas limite $\delta_{eff} << \delta$..... 42

CHAPITRE III : RESONANCE ELECTRONIQUE DANS UN ECHANTILLON BIMETALLIQUE UN MODELE A 2 (OU 3) METAUX POUR LES ALLIAGES INHOMOGENES PREPARES PAR IMPLANTATION

A. Résonance électronique dans un échantillon bimétallique.....III. 1

1. Expression du courant d'aimantation; conditions aux limites à l'interface de deux métaux..... 1

a) Expression du courant d'aimantation dans un métal paramagnétique..... 1

b) Conditions aux limites à l'interface des 2 métaux dans un échantillon bimétallique..... 6

2. Signaux observables en réflexion et en transmission pour un échantillon bimétallique..... 10

a) impédance Z^{out}: signal en transmissinn (métal B épais pour le mode courant)..... 12

b) impédance $Z^{in}(\ell)$: signal en réflexion sur la face (ℓ) 17

c) impédance $Z^{in}(0)$: signal en réflexion sur la face (0)..... 20

3. Extension au cas de 3 métaux en contact. Signal en transmission.... 22

B. Un modèle à 2 (ou 3) métaux pour les alliages inhomogènes préparés par implantation..... 25

1. Modélisation des échantillons implantés

2. Signal en transmission: expressinn de l'impédance Z^{out}

REFERENCES : relatives aux chapitres I, II, III III.30

CHAPITRE IV : TECHNIQUE EXPERIMENTALE ET PREPARATION DES ECHANTILLONS

A. Préparation et caractérisation des échantillons implantés IV. 1

1. Caractéristiques de la matrice de métal pur. Métallurgie..... 1

2. Implantation..... 1

a) Réalisation

b) Pénétration des ions au sein de la matrice

b.1. distribution de parcours des ions implantés

b.2. défauts créés par l'implantation

B. Technique expérimentale. Spectromètre en transmission..... 9

1. Conditions d'observation d'un signal transmis

2. Spectromètre en transmission (f = 9.2 GHz)

3. Equipement cryogénique. Contrôle de la température

CHAPITRE V : ALLIAGES RREPARES PAR IMPLANTATION: SYSTEME CuMn

(SYSTEMES SIMILAIRES : AgMn, CuCr, AgCr)

A. Caractéristiques des échantillons de cuivre implantés en Mn ..... V. 1

1. Métallurgie

2. Implantation et caractéristiques des échantillons de cuivre implantés en Mn

B. Signaux observés en transmission; commentaires généraux 4

1. Visibilité du signal de spin

2. Caractéristiques du signal de résonance de spin (T.E.S.R.)

C. Résultats expérimentaux (CuMn implanté); comparaison de l'expérience avec la théorie..... 9

1. Echantillons implantés de concentration locale en Mn "faible" ($\bar{c}$<1000 ppm)..... 10

a) Conditions d'application du modèle..... 10

b) Largeur de raie : résultats et analyse..... 14

b.1. définition du paramètre A

b.2. méthode d'analyse de la largeur de raie

c) Facteur g: résultats et analyse..... 25

d) Intensité: résultats et analyse..... 29

d.1. métal pur et échantillons implantés: signal détecté et intensité

d.2. métal pur et échantillons implantés: comparaison des intensités; commentaires généraux

d.3. résultats et analyse

2. Echantillons implantés de concentration locale en Mn"forte" ($\bar{c}$>1000 ppm) 37

Modèle adopté dans l'état "verre de spin"

a) Intensité..... 39

b) Comparaison d'échantillons implantés sur 1 face et 2 faces... 40

c) Paramètres de la résonance relatifs à la couche implantée; comparaison à un alliage homogène de CuMn..... 45

D. Systèmes préparés par implantation : CuCr, AgCr, AgMn..... 47
1. Echantillons implantés en Cr
a) Cr implanté dans le cuivre
b) Cr implanté dans l'argent
2. Echantillons d'argent implantés en Mn
E. Alliages homogènes dilués de CuMn et AgMn : commentaires sur le signal transmis à basse température..... 50

CHAPITRE VI : SYSTEMES PREPARES PAR IMPLANTATION : AgGd (et AlGd)

A. Caractéristiques des échantillons d'argent implantés en Gd.....VI. 1
B. Description des résultats expérimentaux obtenus en transmission 3
1. Forme de raie et phase du signal transmis..... 3
a) Echantillons témoins d'argent pur
b) Echantillons implantés sur les 2 faces en Gd
c) Echantillons implantés sur 1 face en Gd
2. Position et largeur du spectre de résonance..... 5
a) Position de la raie
b) Largeur du spectre de résonance
3. Information relative à l'intensité du signal..... 6
C. Interprétation des résultats expérimentaux; comparaison au modèle théorique 7
1. Signaux en réflexion: résultats expérimentaux et interprétation... 7
a) Description des signaux observés en réflexion
b) Signaux en réflexion: interprétation et description théorique des spectres
2. Interprétation des expériences de transmission..... 13
a) Conditions d'application du modèle à 2(ou 3 métaux) pour les échantillons implantés en Gd
b) Simulation théorique des spectres transmis et comparaison à l'expérience..... 16
c) Caractéristiques des signaux transmis observés expérimentalement: commentaires..... 24
d) Modification du régime dynamique de spins de l'alliage de la couche implantée par implantation d'antimoine..... 35
D. Echantillons d'aluminium implantés en Gd..... 39
1. Caractéristiques des échantillons d'aluminium implantés en Gd
2. Résultats expérimentaux obtenus en résonance; analyse et discussion

CHAPITRE VII : SYSTEME PREPARE PAR IMPLANTATION : AgEr

A. Caractéristiques des échantillons d'argent implantés en Er.....VII. 1

B. Signal en réflexion : résultats expérimentaux et analyse..... 2

C. Signaux en transmission : résultats expérimentaux et analyse..... 4

1. Alliages homogènes dilués d'AgEr : spectres transmis..... 5

a) description théorique du spectre transmis

b) spectre transmis : raie de résonance en haut champ

c) spectre transmis : raie de résonance de l'Er

2. Echantillons d'argent implantés en Er : spectres transmis..... 8

a) conditions d'application du modèle à 2 (ou 3) métaux pour les échantillons implantés en Er

b) régime dynamique de spins d'un alliage d'AgEr : variation en fonction de la concentration.

c) caractéristiques des signaux transmis observés expérimentalement: commentaires.

REFERENCES : relatives aux chapitres IV, V, VI, VII..... VII.16

CONCLUSION

ANNEXE A : Résonance électronique dans un métal pur :
Calcul des formes de raie en réflexion et en transmission

ANNEXE B : Résonance électronique dans un alliage magnétique homogène:

- calcul des fréquences propres de résonance
- expressions de diverses quantités relatives aux modes courant et spin

ANNEXE C : Résonance électronique dans un échantillon bimétallique

ANNEXE D : Spectres de résonance expérimentaux et théoriques:
quelques exemples relatifs aux alliages préparés par implantation: systèmes AgGd (et CuMn).

INTRODUCTION

L'étude de la résonance électronique de spin dans des alliages magnétiques dilués inhomogènes, tels ceux préparés par implantation ionique, fait l'objet de ce présent travail.

Depuis les premières expériences d'Owen* et al (50) la résonance électronique de spin dans des alliages magnétiques dilués a fait l'objet de nombreuses études expérimentales. On peut attendre de telles expériences qu'elles fournissent une information sur l'état électronique des impuretés magnétiques, sur l'interaction d'échange moments localisés-électrons de conduction ainsi que sur les différents paramètres (facteur g, taux de relaxation, susceptibilité) caractéristiques de ces 2 systèmes de spin couplés. Cependant, comme l'a montré Hasegawa(51), le type d'informations que l'on peut déduire de ces expériences dépend de la dynamique de spins du système couplé moments localisés-électrons de conduction et par suite du système considéré.

Le présent travail fait suite à celui effectué au cours de notre thèse de 3ème cycle (77):
Nous avions étudié, par la technique de transmission, des échantillons de cuivre dans lesquels on avait implanté, sur l'une et/ou l'autre face, des ions Mn. Une des motivations initiales de cette étude était de déterminer, par la résonance de spin, l'état magnétique des Mn implantés et l'influence possible des défauts d'implantation. Cependant, comme nos résultats expérimentaux (77) l'ont fait apparaître, l'intérêt principal d'une telle étude tenait à ce que, dans un échantillon implanté, la répartition spatiale des impuretés magnétiques est fortement inhomogène. Une telle situation expérimentale n'avait pas été explorée auparavant, en résonance de spin, et posait des problèmes nouveaux d'interprétation.

A la suite de ce travail initial nous avons étudié des alliages inhomogènes préparés par implantation correspondants aux systèmes suivants: AgGd, AgEr, AlGd. Pour ces systèmes moments localisés-électrons de conduction, des expériences (de réflexion et de transmission) réalisées(59, 60, 61) sur des alliages homogènes dilués(de même que nos propres résultats expérimentaux obtenus sur les alliages préparés par implantation) faisaient clairement apparaître que la description, jusqu'alors donnée dans la littérature, de la résonance dans un alliage homogène dilué s'avérait insuffisante et ne permettait pas de rendre compte, de manière complète, des spectres de résonance effectivement observés.

---

* Les références données dans l'introduction correspondent à celles des 3 premiers chapitres: elles sont indiquées à la fin du chap.III.

La motivation théorique du présent travail est donc double:
- d'une part généraliser les équations du mouvement de deux systèmes de spins couplés mais dont la densité spatiale est constante (système homogène).
- d'autre part expliciter les solutions de ce type d'équations couplées dans le cas où la densité de spin varie dans l'espace (système inhomogène) qui servira à modéliser les couches implantées étudiées expérimentalement.

Le plan de notre travail est donc le suivant:

- le premier chapitre traite de la résonance dans un métal pur:

On y décrit explicitement, à partir d'impédances de surface appropriées, les signaux de résonance observables (en réflexion et en transmission) dans une lame de métal pur. On s'appuie pour cela sur une représentation "hydrodynamique" de la résonance des électrons de conduction (équation de Bloch complétée par un terme de diffusion), conforme à celle utilisée dans la littérature et qui permet de retrouver simplement les résultats obtenus en réflexion par Dyson (3) au terme d'une démarche microscopique.

- le second chapitre traite de la résonance dans un alliage magnétique homogène:

Généralisant la discussion d'Hasegawa on explicite tout d'abord les fréquences propres de résonance de ce système couplé moments localisés-électrons de conduction. On décrit ensuite de manière analytique les signaux de résonance électronique observables (en réflexion et en transmission) dans un alliage magnétique dilué homogène, en précisant l'origine physique de tels signaux. La démarche suivie est exactement parallèle à celle adoptée pour un métal pur: on décrit un alliage homogène en terme d'un métal "effectif" en raisonnant sur l'aimantation des électrons de conduction de l'alliage.

- au chapitre III:

On décrit analytiquement les signaux de résonance observables en transmission et en réflexion dans un échantillon bimétallique (constitué par 2 métaux purs en contact) et dans un échantillon trimétallique. Cela nécessite de préciser, en particulier, les conditions aux limites relatives à l'aimantation à l'interface de 2 métaux: on en discute la forme générale.
On utilise un modèle à 2(resp.3) métaux pour décrire la résonance dans des échantillons implantés sur 1 (resp.2) face: l'alliage magnétique de la couche implantée est considéré comme homogène et décrit en terme d'un métal "effectif"(Chap.II); un échantillon implanté sur 1 face est ainsi modélisé par un échantillon bimétallique, la partie métal pur d'un tel échantillon constituant le 2è métal.

Les résultats de notre analyse montrent simplement l'origine physique du très grand facteur d'augmentation de l'intensité des signaux transmis qui ont rendu l'étude d'alliages implantés très attrayante. Cette très grande amplification des signaux a permis d'utiliser des quantités d'ions magnétiques dont la susceptibilité, bien que très faible par rapport au magnétisme de Pauli du métal implanté, était déterminante pour l'observation de la résonance.

- Au chapitre IV sont données les caractéristiques des échantillons implantés et un bref exposé de la technique expérimentale.

- Le chapitre V est entièrement consacré à l'étude expérimentale du système CuMn et son interprétation à l'aide de notre modélisation. Bien entendu ce système est celui qui a été le plus étudié par résonance depuis Owen et al (50), en particulier par Schultz et Shanabarger (57) et par moi-même dans ma thèse de 3ème cycle. Son importance vient du fait:

1°) qu'il doit servir de référence à tous les systèmes analogues(c.a.d.en couplage fort). Nous en donnons quelques exemples avec les systèmes AgMn, CuCr et AgCr.

2°) Par sa simplicité (induite par le fait que la condition de couplage fort est très bien réalisée) ce système se prête bien à une comparaison très poussée entre les modèles de résonance et les données expérimentales. C'est ce que nous présentons en développant considérablement notre travail initial de 3ème cycle.

- Le chapitre VI décrit nos résultats sur les alliages AgGd et AlGd. Ici nous avons à faire à des forces de couplage entre les aimantations de Pauli et de Gd beaucoup plus faibles que dans le cas de CuMn: les signaux sont donc plus complexes (et plus riches) à analyser: en particulier la comparaison des signaux transmis c.a.d. qui peuvent diffuser sur une longueur macroscopique et des signaux obtenus en réflexion pour lesquels la diffusion de spin n'est pas nécessaire à l'observation permet de démontrer l'origine des différents modes d'excitation des spins par le champ de radiofréquence.

- Le chapitre VII présente les résultats sur le système AgEr (implanté). Nous avons à faire ici à un cas où la résonance des ions Er se situe à un endroit très différent de celui des électrons de conduction de l'argent($g(Er) \sim 6,8$). Deux résonances très distinctes sont apparentes(en transmission), dont l'analyse détaillée peut se faire dans le même formalisme développé au ch.III ce qui en confirme la généralité.

Le détail des calculs de ces différents cas est exposé dans les annexes.

CHAPITRE I

RESONANCE ELECTRONIQUE DE SPIN DANS UN METAL PUR

PLAN DU CHAPITRE I

A. METAL "IDEAL"

1. Spécificité de la résonance de spin dans un métal : effet de peau et diffusion des électrons. Analyse de Dyson

   a) Analyse qualitative et traitement quantitatif de Dyson.
      Traitement quantitatif de Dyson

   b) Résonance en transmission, extension de l'analyse de Dyson

2. Description hydrodynamique de la résonance des électrons de conduction d'un métal

   a) Equations caractéristiques pour le système électronique du métal
      a.1. Equation de Bloch complétée par un terme de diffusion
      a.2. Equations caractéristiques pour le système électronique du métal (Bloch et Maxwell)

   b) Modes propres de propagation de l'aimantation à l'intérieur du métal

   c) Calcul des formes de raie en réflexion et en transmission pour une lame de métal pur
      c.1. Signal de résonance en transmission
      c.2. Signal de résonance en réflexion

B. METAL REEL

1. Ondes de spin. Effets de liquide de Fermi

2. Effets liés à la distribution des facteurs g sur la surface de Fermi

A - METAL "IDEAL"

1 - Spécificité de la résonance de spin dans un métal: effet de peau et diffusion des électrons. Analyse de Dyson.

Considérons le système des électrons de conduction d'un métal, possédant un degré de liberté de spin. L'application d'un champ magnétique statique H_o lève la dégénérescence liée au spin par effet Zeeman. Le phénomène de résonance de spin électronique correspond à la possibilité d'absorption d'un photon d'énergie égale à la différence d'énergie de ces niveaux Zeeman. La fréquence de résonance ω_o entre les deux états de spin d'un électron dans le champ H_o est définie par:

$$\hbar\omega_o = \hbar\gamma H_o = g\mu_B H_o \qquad (I.1)$$

où γ est le rapport giromagnétique de l'électron, μ_B le magnéton de Bohr, et g le facteur de décomposition spectrale ou simplement le "facteur g" défini par cette égalité.

Généralement, pour détecter la résonance d'un système de spins électroniques d'un échantillon donné, on soumet cet échantillon, dans une cavité résonante, à un champ magnétique radiofréquence $\vec{H}_1$ oscillant à la fréquence ω (direction de $\vec{H}_1$ perpendiculaire à $\vec{H}_o$) et on mesure la puissance absorbée de façon résonante par le système de spins autour de la condition de résonance $\omega = \omega_o$ (dans la pratique ω est gardée fixe et c'est ω_o que l'on fait varier en balayant l'amplitude du champ statique H_o).

Dans le cas du système de spins des électrons de conduction d'un métal pur, par contraste avec celui de spins électroniques localisés dans un isolant ou un semi-conducteur, deux problèmes spécifiques surgissent:

- l'excitation du système électronique par le champ radiofréquence n'est pas homogène sur tout l'échantillon. Dans le métal, en raison de l'effet de peau, la pénétration du champ radiofréquence est limitée, à partir de la surface, à une profondeur de l'ordre de l'épaisseur de peau δ et cette pénétration du champ s'accompagne, sur cette échelle de distance, d'une variation de son amplitude et de sa phase.

- les électrons de conduction porteurs de spin peuvent diffuser à l'intérieur du métal, cette diffusion leur permettant de quitter ou de réintégrer l'épaisseur de peau du métal, c'est à dire la zone excitée par le champ radiofréquence.

Aussi peut-on se demander quel est l'effet combiné de ces deux phénomènes sur la résonance des électrons de conduction d'un métal (C.E.S.R en anglais) et s'est-on posé, dès l'origine, la question de savoir si le phénomène de diffusion des électrons de conduction d'un métal ne serait pas un facteur rendant difficile, voire impossible, l'observabilité de la C.E.S.R.

Expérimentalement, la résonance de spin des électrons de conduction d'un métal fut, pour la première fois, mise en évidence (par la technique de réflexion) en 1952 par Griswold et al (1) dans le sodium puis par Feher et Kip(2) dans les alcalins (Li, Na, K) et le beryllium.

Simultanément avec les expériences de Feher et Kip (1955), un modèle théorique, décrivant la résonance de spins dans les métaux et tenant en compte les phénomènes d'effet de peau et de diffusion des électrons, fut proposé par Dyson (3). Il rendait compte avec succès de ces observations et apportait une réponse à la question posée précédemment de l'observabilité de la C.E.S.R.

a) Analyse qualitative et traitement quantitatif de Dyson

Rappelons ici brièvement la démarche utilisée par Dyson, ce qui nous permettra également d'expliciter les différentes grandeurs mises en jeu dans ce problème. Tout d'abord précisons les hypothèses de Dyson qui fixent le cadre (et ses limites) dans lequel le système des électrons de conduction du métal est considéré et permettent de définir une image simple d'un métal, qu'on pourrait appeler métal "idéal" (sur laquelle nous nous appuierons fréquemment dans nos considérations théoriques ultérieures).

- on suppose que les électrons porteurs d'aimantation sont tous situés au sommet de la distribution de Fermi et se déplacent avec une vitesse constante $V=V_F$. Le gaz d'électrons est un gaz d'électrons "libres", sans interaction.
- on considère le mouvement de l'électron dans le métal comme celui d'une particule classique indépendante, son libre parcours moyen Λ étant limité par ses collisions(vibrations du réseau, impuretés résiduelles, etc..), le temps de collision τ étant défini par : $\Lambda = V_F\tau$.

- le spin de chaque électron est une variable quantique indépendante, couplé seulement très faiblement au mouvement orbital de l'électron. En raison du couplage spin-orbite(4), le spin a une probabilité faible mais non nulle de subir un renversement lors d'une collision. Pour prendre en compte cet effet, Dyson n'introduit pas explicitement le couplage spin-orbite mais fait l'hypothèse d'un taux de relaxation de spin $\frac{1}{T_2}$ pour l'électron (taux de relaxation identique pour les composantes transverses et longitudinale de l'aimantation: $T_1 = T_2$). De plus, le facteur g des électrons est supposé implicitement le même pour tous.

Pour décrire le mouvement de l'électron dans le métal, Dyson se place dans le cadre d'un modèle de diffusion (marche au hasard). Ainsi, si $F(\bar{r},t)$ est la distribution de probabilité pour la position $\bar{r}$ d'un électron au temps t, pour des temps longs comparés au temps de collision τ, F obéit à l'équation de diffusion classique:

(I.2) $\frac{\partial F}{\partial t} = D\,\Delta F$ où $D = \frac{1}{3} V_F \Lambda = \frac{1}{3} V_F^2 \tau$ est le coefficient de diffusion des électrons avec la condition aux limites: (I.3) $\bar{n}.\overline{grad}\ F = 0$ à la surface de l'échantillon($\bar{n}$ vecteur normal à la surface).

La pénétration du champ radiofréquence dans le métal est limitée par l'effet de peau: l'épaisseur de peau classique δ est donnée par:

$\delta^2 = \frac{2}{\sigma\omega\mu_o}$ (en MKSA) où σ est la conductivité du métal.

Si $\delta >> \Lambda$, on est effectivement dans le domaine d'effet de peau "classique" et la pénétration du champ est contrôlée par δ. Dans le cas inverse $\delta \lesssim \Lambda$, on se trouve alors dans le domaine d'effet de peau "anormal"(5) et la pénétration est alors contrôlée par Λ . (Dans ce qui suit, on gardera le symbole unique δ pour désigner l'épaisseur de peau réelle). Dans la pratique, l'épaisseur de peau dans un métal pur est faible (pour fixer un ordre de grandeur: $\delta \sim 1$ µm pour du Li à T.O et une fréquence de 9.2 GHz). D'après l'équation de diffusion (I.2), le temps mis par un électron pour diffuser à travers l'épaisseur de peau est de l'ordre de :

$$T_D = \frac{3\delta^2}{2 V_F \Lambda} \qquad (I.4)$$

L'amplitude et la phase du champ radiofréquence H_1 changent de facteurs de l'ordre de e sur la distance δ . Par suite un électron "moyen" ne sentira pas le champ H_1 à une fréquence fixe ω, mais à des fréquences étalées autour de ω sur une bande de largeur $\sim \frac{1}{T_D}$. A première vue, d'après cet argument, on pourrait s'attendre à ce que la largeur de la raie de résonance soit contrôlée par $\frac{1}{T_D}$, c'est à dire plus grande que sa largeur intrinsèque $\frac{1}{T_2}$ (si $T_D < T_2$). Les résultats des calculs de Dyson font cependant apparaître que si la forme et l'amplitude de la raie de résonance sont modifiées par la diffusion des électrons, sa largeur est essentiellement caractérisée par la largeur de raie $\frac{1}{T_2}$ liée au temps de vie de spin. Précisément dans le cas où $T_D \ll T_2$, Dyson montre par un argument qualitatif qu'il en est bien ainsi: il décrit le champ radiofréquence vu par un électron comme étant de la forme: $F(t)=f(t)e^{-i\omega t}+c.c.$ La fonction f(t) se compose de courts pulses(de durée $\sim T_D$), le pulse de radiofréquence se produisant lorsque l'électron s'approche de la surface, séparés d'intervalles irréguliers (s'étalant de 0 à T_2), l'intervalle se produisant lorsque l'électron quitte l'épaisseur de peau. Son argumentation repose alors essentiellement sur la prise en considération des deux faits déterminants suivants: (1) la fonction f(t) contient plus d'un pulse, chaque électron quittant la surface ayant une forte probabilité d'y retourner,(2) la phase de f(t) reprend la même valeur chaque fois que l'électron atteint la surface (aussi l'intégrale de f(t) sur la durée d'un pulse a-t-elle une valeur finie non nulle).

Traitement quantitatif de Dyson

Suivant une démarche microscopique, Dyson établit tout d'abord la relation constituante liant l'aimantation électronique totale $\vec{M}(\vec{r},t)$ au champ $\vec{H}_1$ (relation D.20)*. Cette relation est non locale puisque pour obtenir l'aimantation produite par les électrons au voisinage du point $\vec{r}$ au temps t, il faut moyenner la valeur probable de la polarisation de spin d'un électron qui se trouve être au point $\vec{r}$ au temps t (relation D.18) sur l'ensemble de ses histoires antérieures possibles, au cours desquelles il a pu échantillonner différentes valeurs de $\vec{H}_1$. Elle fait intervenir la fonction $G(\vec{r}',u,\vec{r},t)$, probabilité qu'un électron au point $\vec{r}$ au temps t se trouvait au point $\vec{r}'$ au temps u.

---

* Dans ce paragraphe, les relations précédées de la lettre D, auxquelles on fait référence, désignent des relations contenues dans l'artice de Dyson(3), avec le numéro qu'elles ont dans cet article.

Il reste alors à trouver des solutions des équations de Maxwell (qui lient également $\overline{M}$ et $\overline{H}$) compatibles avec la relation constituante précédente. S'attachant à donner une théorie exacte pour un échantillon métallique dont les dimensions peuvent être quelconques par rapport à l'épaisseur de peau, Dyson choisit la géométrie usuelle de la lame. Aucune restriction n'est faite sur la grandeur relative de T_D et T_2 mais l'effet de peau est considéré comme classique et l'excitation par le champ radiofréquence est prise symétrique sur les deux faces de la lame.
Le résultat est donné sous la forme de l'impédance de surface complexe Z (définie par la relation D.25),en fonction de laquelle s'exprime la quantité observée expérimentalement, à savoir l'énergie radiofréquence absorbée par unité de temps (prise par unité de surface) P:

$$P = \left(\frac{c}{4\pi}\right)^2 |H_{10}|^2 \, \mathrm{Re}\, Z \qquad \text{(relation D.26)}$$

où H_{10} est le champ magnétique à la surface (dans le vide).
La puissance absorbée par les spins électroniques est explicitée dans différents régimes correspondant à des hypothèses particulières sur l'ordre de grandeur relatif de: T_2, T_D et T_T (temps de traversée de l'échantillon). Feher et Kip (2), traduisant les résultats de Dyson, ont explicité les formes de raie de résonance attendues pour la puissance absorbée et la dérivée de la puissance absorbée par rapport au champ statique (qui correspond à la situation expérimentale réalisée en pratique), dans le cas où l'échantillon est suffisamment épais pour que les inégalités suivantes soient satisfaites($T_T >> T_D$ et $T_T >> T_2$). Cela conduit pour la dérivée de la puissance absorbée $\frac{dP}{dH}$ à une forme de raie caractéristique, traduisant l'effet combiné de la diffusion des électrons et de l'effet de peau, fonction du rapport $(T_D/T_2)^{1/2}$. Grâce à leur tabulation, on peut alors déduire les informations souhaitées sur les électrons de conduction (facteur g, temps de relaxation T_2, temps de diffusion à travers l'épaisseur de peau T_D).

b) Résonance en Transmission, Extension de l'analyse de Dyson

Adoptant, pour décrire la résonance dans un métal, une autre approche que celle de Dyson, fondée sur une équation de transport pour l'opérateur de densité électronique, Azbel et al(6) ont suggéré le principe d'une expérience de transmission sur une lame métallique. Ils montraient que, pour une lame métallique $\ell >> \delta$ (épaisseur de peau), cette lame possède, à la résonance, une "transparence sélective" à l'excitation radiofréquence, l'aimantation électronique dans le

métal s'atténuant sur une échelle de distance $\sim\delta_{eff}$ (longueur de diffusion des spins électroniques: $(\frac{2}{3} V_F^2 \tau T_2)^{1/2}$), pouvant être beaucoup plus grande que δ. Cette possibilité fut exploitée expérimentalement et les premières expériences de résonance en transmission sur un métal pur réalisées en 1964, simultanément par Lewis et Carver(7) d'une part et Van der Ven et Schumacher(8) d'autre part (sur du Li). Dans une expérience de transmission, l'échantillon métallique, sous forme d'une lame mince (typiquement 30μ) constitue la paroi commune de deux cavités résonantes hyperfréquence, bien isolées, accordées à la même fréquence. Les électrons de conduction sont excités par le champ hyperfréquence de la 1ère cavité("émettrice") dans l'épaisseur de peau δ du métal. Lorsque la condition de Larmor pour la résonance de spin est remplie, le système de spins peut absorber de la puissance dans l'épaisseur de peau du côté excitateur. Grâce au phénomène de diffusion, la précession de l'aimantation des électrons se répand dans tout le métal. En situation hors d'équilibre sur l'autre face les électrons peuvent réémettre dans la 2ème cavité(appelée "réceptrice" elle-même couplée à un détecteur sensible, une partie de la puissance qu'ils ont absorbée. Comme le soulignent Lewis et Carver (9), l'observabilité de la résonance en transmission (T.E.S.R.) résulte du fait que la cohérence de phase des spins électroniques est préservée, sur l'autre face, lorsque leur fréquence de précession libre à l'intérieur du métal est égale à la fréquence excitatrice, indépendamment des trajectoires électroniques. Pour qu'une telle résonance soit observable il faut d'autre part que le temps de relaxation transverse de spin des électrons T_2 soit suffisamment long pour qu'ils puissent diffuser d'une face à l'autre de l'échantillon dans un temps inférieur à T_2 (ce qui revient à dire que leur longueur de diffusion de spin $\delta_{eff} \lesssim \ell$). Lewis et Carver(9) rendent compte des formes de raie observées (sur le Li), d'une part à l'aide d'un calcul simple prenant en compte la dispersion des phases des spins électroniques sur la face non excitée, autour de la condition de résonance, d'autre part en adaptant le calcul de Dyson au cas de la transmission, c.a.d. en suivant la même démarche microscopique.

Dans le prolongement de l'analyse de Dyson, Lampe et Platzman (10) ont levé certaines restrictions du calcul de Dyson, à savoir qu'un effet de peau classique était supposé pour la pénétration du champ radiofréquence et que la direction du champ magnétique statique était prise normale à la surface de la lame métallique. Ils ont étudié le régime où $\omega_c\tau>1$ (ω_c étant la fréquence cyclotron des électrons dans le champ statique); dans ces conditions on se trouve

dans une situation d'effet de peau "anormal" (1). Ils montrent que deux modifications essentielles sont à apporter à la description de Dyson du signal C.E.S.R.:

- les résultats peuvent continuer à s'exprimer en termes de l'impédance de surface Zo(où la contribution de spin est absente); cette quantité Zo, dans le régime de peau anormal, est difficile à calculer sous forme explicite, mais entre simplement dans la théorie comme un facteur multiplicatif complexe, qui va par suite mêler différemment (par rapport à l'effet de peau classique) les parties réelle et imaginaire de la contribution de spin à l'impédance de surface. Dans le cas de la transmission, cela donnera au champ transmis une phase différente mais dont on peut facilement s'abstraire puisqu'en transmission le signal détecté correspond à la projection du champ transmis sur une forte référence (dont on peut faire varier la phase).
- lorsque $\omega_c\tau>1$, le mouvement des électrons dans le métal est plus compliqué: dans ces conditions, le libre parcours moyen des électrons doit être remplacé par un libre parcours moyen effectif donné par:

$$\Lambda^2_{eff} = \Lambda^2\left[\cos^2\theta + \frac{\sin^2\theta}{(1+(\omega_c\tau)^2)}\right]$$

où θ est l'angle entre la direction du champ statique et la normale à la surface de l'échantillon.

Ceci résulte physiquement du fait que les électrons se déplacent le long de trajectoires hélicoïdales par rapport aux lignes de champ magnétique et il devient ainsi plus difficile aux électrons de diffuser à travers l'échantillon lorsque le champ est tourné dans une direction parallèle à la surface. Lorsque $\omega_c\tau>>1$ et dans la géométrie parallèle, le libre parcours moyen effectif est alors déterminé essentiellement par le rayon de l'orbite cyclotron R_c.

Ainsi, lorsque $\omega_c\tau >1$, de la prise en compte des considérations précédentes, on s'attend, pour la réflection, à une modification de la forme de raie et à une anisotropie angulaire de la raie(essentiellement sur l'amplitude). De même en transmission, dans le régime où l'épaisseur de l'échantillon $\ell\sim\delta_{eff}$, on prévoit, en fonction de l'orientation du champ magnétique, une anisotropie angulaire de la raie (sur l'amplitude et le rapport A/B) résultant de l'anisotropie du δ_{eff}.

2 - Description hydrodynamique de la résonance des électrons de conduction d'un métal

a) Equations caractéristiques pour le système électronique du métal

a.1. Equation de Bloch complétée par un terme de diffusion

Pour décrire la résonance des électrons de conduction dans un métal et proprement tenir en compte l'effet de la diffusion de ces électrons, une autre approche, plus simple que celles de Dyson et d'Azbel et al (6), a été développée dans la littérature et elle est depuis la plus couramment utilisée. Elle constituera pour nous, dans l'exposé de ce présent travail, une référence permanente. Pour tenir compte d'effets de diffusion d'aimantation liés à la diffusion des porteurs de spins et/ou à l'inhomogénéité du champ magnétique, dans des expériences de résonance nucléaire, Torrey (12) avait proposé une modification des équations de Bloch(13) par l'addition d'un terme de diffusion. Suivant Torrey, Kaplan (14) et De Gennes (15), pour tenir compte de la diffusion des électrons dans le métal, décrivent le mouvement de l'aimantation électronique locale $\overline{M}(r,t)$ à l'aide d'une équation de Bloch, complétée par un terme de diffusion $D_o \nabla^2\overline{M}$ où $D_o = \frac{1}{3} V_F^2 \tau$ est le coefficient de diffusion des électrons.

Caspari (16) a montré, partant d'une équation de transport(du type de celle d'Azbel et al (6)), pour un g az d'électrons sans interaction et une surface de Fermi sphérique, que l'on pouvait dériver une telle équation de Bloch complétée par un terme de diffusion et que, pour une orientation quelconque du champ statique par rapport à la normale à la surface de l'échantillon (angle θ),le coefficient de diffusion D s'écrivait:

$$D = D_o \left[\cos^2\theta + \frac{\sin^2\theta}{1+(\omega_c\tau)^2} \right] \qquad \text{(I.5)}$$

avec $D_o = \frac{1}{3} V_F^2 \tau$ et où ω_c désigne la fréquence cyclotron.

De même, Platzman et Wolff (17), à partir d'une équation de type-Boltzmann relative à la fonction de distribution $\overline{\mu}(\overline{k},\overline{r},t)$ de l'aimantation, montrent que, pour les grandes longueurs d'onde, l'évolution de l'aimantation électronique locale $\overline{M}(\overline{r},t)$ peut être décrite par une équation de Bloch qui contient, outre les termes de précession et de relaxation, un terme tenant compte de la diffusion de cette aimantation, une telle équation macroscopique traduisant "l'hydrodynamique de l'aimantation".

Le terme de diffusion exprime la continuité de l'aimantation (celle-ci devant obéir à une équation de continuité du type: $\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\ \mathrm{div}\ \vec{J}_M$ où $\vec{J}_M$ est le courant d'aimantation). Précisément, dans la limite des grandes longueurs d'onde, l'expression de ce courant d'aimantation se réduit à: $\vec{J}_M = -\ D\ \mathrm{grad}\ \vec{M}$ (avec pour D l'expression appropriée telle qu'elle est donnée par (I.5) c.a.d. fonction de l'orientation du champ statique) et le terme de diffusion est alors de la forme: $-\ \mathrm{div}\ \vec{J}_M = D\ \nabla^2 \vec{M}$.

a.2. Equations caractéristiques pour le système électronique du métal (Bloch et Maxwell)

Comme cela a été indiqué plus haut, pour tenir compte de l'effet de la diffusion des électrons dans le métal, on peut, suivant Kaplan (14) et De Gennes (15), décrire le mouvement de l'aimantation électronique locale $\vec{M}(\vec{r},t)$ par une équation de Bloch complétée par un terme de diffusion. La résolution simultanée des équations de Bloch et de Maxwell (liant $\vec{M}$ et $\vec{H}$) leur permet de déterminer les modes propres de propagation de l'aimantation à l'intérieur du métal et, moyennant certaines conditions aux limites à la surface, de décrire le signal C.E.S.R. dans un milieu fini : s'appliquant à décrire le signal de résonance observable en réflexion, sur une lame métallique, pour un échantillon "épais" et une direction du champ statique perpendiculaire à la surface, ces auteurs retrouvent les résultats de Dyson, dans ce même cadre d'hypothèses. Nous reproduisons ci-dessous cette méthode (15) et l'appliquons au calcul des signaux observables en réflexion et en transmission, pour une lame de métal pur, en l'étendant à une gamme plus large de situations.

Les différentes étapes de cette démarche (nous suivrons également cette même démarche pour décrire les signaux de résonance dans un alliage magnétique homogène) sont les suivantes:

- on exprime les équations caractéristiques (Bloch, Maxwell) auxquelles satisfait l'aimantation électronique du métal.
- on détermine les modes propres de propagation de l'aimantation (aimantation transverse) à l'intérieur du métal, c'est à dire satisfaisant simultanément aux équations de Bloch et Maxwell liant aimantation et champ hyperfréquence.
- décrivant l'aimantation transverse et le champ électromagnétique, en un point z quelconque du métal (géométrie de la lame), en termes de ces modes propres de propagation, on explicite, à la surface de ce milieu fini, les conditions aux limites appropriées, relatives à ces quantités.

- on calcule alors, à partir du système d'équations traduisant ces conditions aux limites, les impédances caractéristiques qui servent à décrire simplement les signaux observables, respectivement, dans des expériences de réflexion et de transmission.
L'ensemble de cette procédure est décrite dans les différents paragraphes de cette partie (A.2)

Pour décrire le mouvement de $\overline{M}$ on écrit l'équation de Bloch suivante (sous sa forme correcte (18, 19)):

$$\frac{\partial \overline{M}}{\partial t} = \gamma \overline{M} \times \overline{H} - \frac{1}{T} (\overline{M} - \chi \overline{H}) + D \nabla^2 (\overline{M} - \chi \overline{H}) \qquad (I.7)$$

où

$\overline{H} = \overline{H}_o + \overline{H}_1$ désigne le champ extérieur instantané local

χ : susceptibilité paramagnétique de Pauli des électrons de conduction

$\omega_o = \gamma H_o$ désignera la fréquence de résonance des électrons de conduction dans le champ statique H_o.

terme de relaxation:

Soient T_1 le temps de relaxation de l'aimantation longitudinale (de spin-réseau), T_2 le temps de relaxation de l'aimantation transverse, on a supposé $T = T_1 = T_2$ comme c'est généralement le cas dans un métal.
La relaxation de l'aimantation se fait vers le champ instantané local, c.a.d. pour l'aimantation transverse vers χH_1 :cette condition est nécessaire pour que l'aimantation hyperfréquence hors d'équilibre soit bien proportionnelle à la fréquence excitatrice ω et non à ω_o (argument général, voir par exemple, Abragam (20)).

terme de diffusion:

Comme nous l'avons vu, il s'exprime la continuité de l'aimantation. La forme correcte du courant d'aimantation (Walker (19), Nozières (18)) est donnée par: $\overline{J}_M = - D \text{ grad}(\delta \overline{M})$ où on note que c'est l'écart à l'équilibre $\delta \overline{M}$ de l'aimantation qui diffuse (et non l'aimantation elle-même) d'où le terme de diffusion dans(I.7): $- \text{div } \overline{J}_M = \text{div } D \text{ grad } \delta \overline{M} = D \nabla^2 \delta \overline{M}$ où le coefficient de diffusion D est donné, de façon générale, par (I.5).

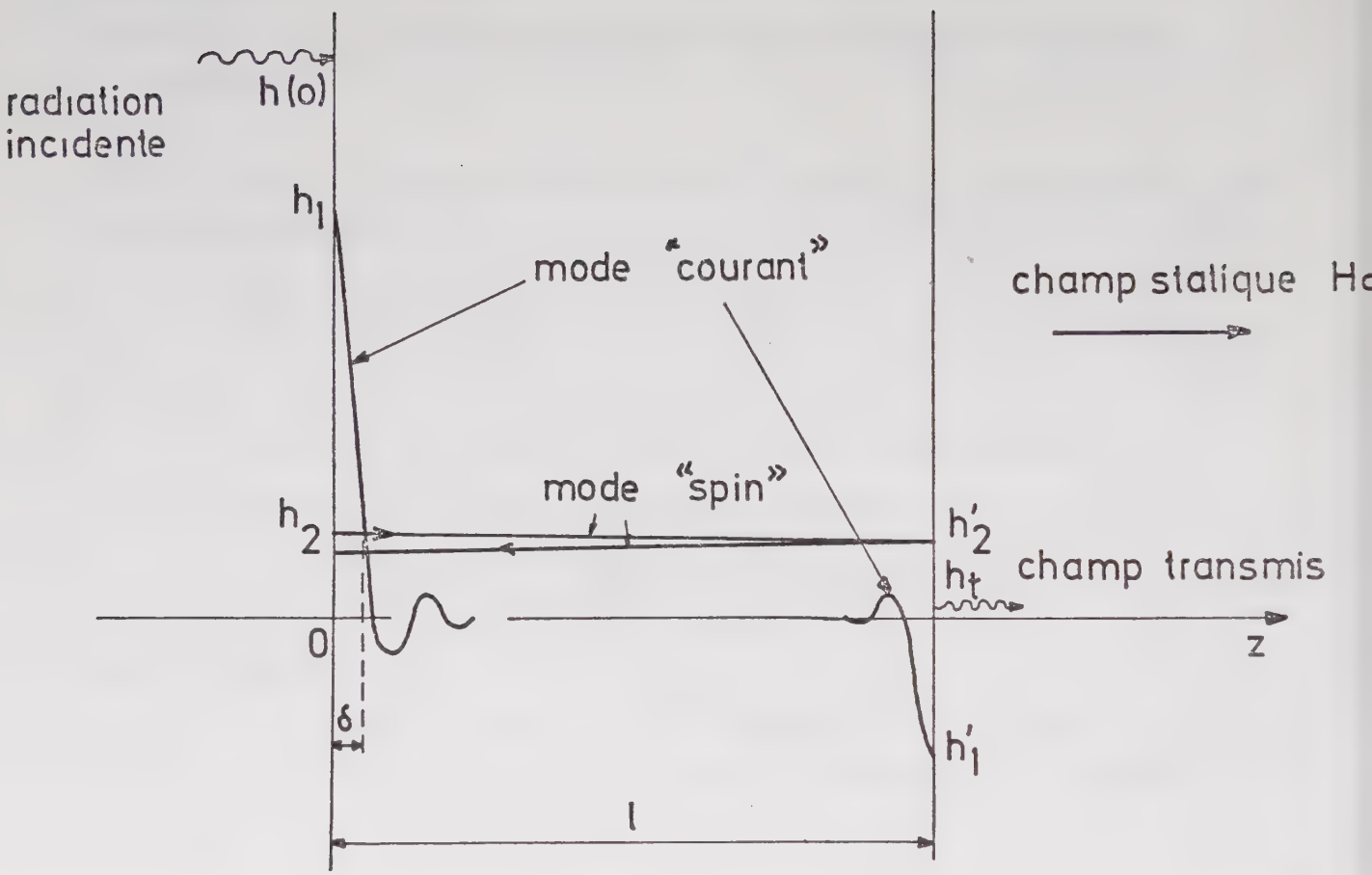


Figure 1 : Représentation schématique de la carte des champs correspondant aux deux modes de propagation ("courant" et "spin") à l'intérieur du métal dans la géométrie où le champ statique H_o est perpendiculaire à la surface de l'échantillon (lame). Les notations utulisées pour les amplitudes des champs sont celles de l'annexe A.

Nous avons d'autre part les équations de Maxwell qui s'écrivent, en négligeant le courant de déplacement:

$$\overline{\text{rot}}\ \overline{H} = \overline{j}$$
$$\overline{\text{rot}}\ \overline{E} = -\frac{\partial}{\partial t}\ \mu_o\ (\overline{H} + \overline{M}) \qquad \text{(en MKS)} \qquad \text{(I.8)}$$

et la relation entre courant et champ électrique:

$$\overline{j} = \sigma\ \overline{E} \qquad \text{(I.9)}$$

dans le cas où cette relation est locale, c.a.d. lorsqu'on a un effet de peau normal, ce que nous allons supposer ici.

Considérons un échantillon de métal pur, limité par deux surfaces planes (plan xoy). Il est attaqué sous incidence normale par une onde électromagnétique à polarisation rectiligne. Le champ statique H_o est perpendiculaire à la surface du métal, le long de oz. La géométrie est indiquée sur la figure 1. La vibration rectiligne est analysée en deux composantes tournantes dont l'une tourne à une fréquence ω voisine de ω_o et l'autre à la fréquence $(-\omega)$; on néglige l'effet de cette dernière. On suppose qu'il n'y a pas de saturation du système de spins, c.a.d. que la composante selon oz de l'aimantation électronique est à l'équilibre thermique: $M_z = \chi H_o$, ce qui permet de linéariser le système d'équations correspondant à (I.7).

Par suite, pour l'aimantation transverse m (la composante tournant à ω), l'équation de Bloch prend la forme:

$$\frac{\partial m}{\partial t} = i\gamma\ (H_z\ m - M_z\ h) - \frac{1}{T}\ (m - \chi h) + D\ \nabla^2 (m - \chi h) \qquad \text{(I.10)}$$

où on a posé: $m = M_x - i\ M_y$, $h = H_x - i\ H_y$

Cherchant des solutions de la forme $e^{i\omega t - kz}$, cette équation de Bloch se réduit a:

$$\underline{\text{Bloch}}: \qquad \delta m = \frac{(-i\chi\omega)}{[i(\omega - \omega_o) + \frac{1}{T} - Dk^2]}\ h \qquad \text{(I.11)}$$

où $\delta m = m - \chi h$ désigne l'écart à l'équilibre de l'aimantation transverse.

Utilisant les équations de Maxwell(I.8) et supposant un effet de peau normal(I.9), on déduit, éliminant le champ électrique, pour cette même composante transverse:

Maxwell: $$\delta m = -\left[1 + \chi + \frac{i}{2}\delta^2 k^2\right] h \qquad (I.12)$$

où on a également exprimé cette équation en fonction de δm et où l'épaisseur de peau classique δ est définie par $\delta^2 = \frac{2}{\sigma\omega\mu_o}$ en MKS, σ désignant la conductivité du métal.

b) Modes propres de propagation de l'aimantation à l'intérieur du métal

On a cherché ci-dessus, pour décrire l'aimantation et le champ transverses à l'intérieur du métal, des solutions de la forme $e^{i\omega t - kz}$, correspondant à une propagation de vecteur d'onde k. L'équation aux modes propres de propagation, rendant compatible le système (Bloch: I.11) et(Maxwell: I.12), est alors donnée par:

$$\left[i\,T(\omega-\omega_o) + 1 - DT\,k^2\right]\left[1 + \chi + \frac{i}{2}\delta^2 k^2\right] - i\chi\omega T = 0 \qquad (I.13)$$

Dans le métal, en raison de la petitesse de la susceptibilité de Pauli, la quantité $\chi\omega T \ll 1$. Par suite, au 1er ordre en $\chi\omega T$, les racines (en k^2) de (I.13) sont données par: (où $\Delta\omega = \omega - \omega_o$)

$$k_1^2 = \frac{2i}{\delta^2}(1+\chi) + \frac{\chi\omega T}{\left[-i\,DT(1+\chi) + \frac{\delta^2}{2}(1+i\,T\Delta\omega)\right]} \qquad (I.14)$$

$$k_2^2 = \frac{1}{DT}(1+i\,T\Delta\omega) - \frac{\chi\omega T}{\left[-i\,DT(1+\chi) + \frac{\delta^2}{2}(1+i\,T\Delta\omega)\right]} \qquad (I.15)$$

-La première racine k_1^2 correspond à un mode où le champ magnétique résulte surtout des courants; on l'appellera mode"courant". Sa profondeur caractéristique de pénétration est l'épaisseur de peau classique δ .

-La deuxième racine k_2^2 correspond à un mode où le champ provient surtout du moment magnétique de spin des électrons et est associé à leur diffusion; on l'appellera mode "spin" (appelé aussi parfois dans la littérature mode de diffusion de spin). Sa profondeur de pénétration est donnée, à la résonance ($\Delta\omega = 0$), par l'expression:

$$\delta_{eff} = (2\,DT)^{1/2} \qquad (I.16)$$

δ_{eff} est la longueur de diffusion de spin, c.a.d. la longueur moyenne (valeur r.m.s) sur laquelle le spin diffuse sans changer son orientation.

Les expressions (I.14) et (I.15) donnant les carrés des vecteurs d'onde des modes propres de propagation, "courant" et "spin", d'un métal pur correspondent à celles données par De Gennes (15) (mis à part le facteur $(1+\chi)$, contribution qui résulte de la destination de la relaxation pour l'aimantation transverse) et traduisent le fait que, dans le métal (paramagnétique), ces modes de propagation sont faiblement couplés (ce faible couplage venant essentiellement, comme nous allons y revenir de manière plus précise, de ce que l'on a: $\chi\omega T<<1$). Pour les différentes quantités se rapportant à ces modes propres de propagation de l'aimantation dans le métal (vecteurs d'onde, susceptibilités correspondantes) nous avons adopté une formulation qui fasse clairement apparaître les modes "courant" et "spin" non couplés du métal et permette de préciser le critère de faible couplage entre modes courant et spin. Nous en donnons une description détaillée ci-dessous. Une telle formulation offrira en particulier un point de comparaison très utile lorsque nous décrirons les modes propres de propagation de l'aimantation dans un alliage magnétique homogène (Chap.II,partie C); la démarche suivie y sera exactement parallèle.

Exprimons tout d'abord les carrés des vecteurs d'onde des modes de propagation "courant" et "spin" non couplés de l'aimantation δm, correspondant respectivement aux équations de Maxwell et de Bloch. On pose pour la suite $Q = k^2$ pour simplifier l'écriture et on affecte d'un indice 0 supérieur les vecteurs d'onde se rapportant aux modes de propagation non couplés.

* mode "spin" non couplé au mode courant:

Le carré du vecteur d'onde du mode spin non couplé, noté $Q_2^o = (k_2^o)^2$, est donné, en vertu de l'équation de Bloch(I.11), par:

$$Q_2^o = \frac{\Omega}{D} \quad \text{(I.16) où on a posé : } \Omega = \frac{1}{T} + i(\omega-\omega_o) \qquad \text{(I.17)}$$

il possède un caractère résonant en ω, autour de ω_o, la fréquence de résonance du système des électrons de conduction.

* mode"courant" non couplé au mode spin:

Le carré du vecteur d'onde du mode courant non couplé, noté $Q_1^o = (k_1^o)^2$, est donné, à partir de l'équation de Maxwell (I.12) qui lie δm et h, par l'annulation: $0 = [1+\chi+ \frac{i}{2}\delta^2 Q_1^o]$ ce qui donne:

$$Q_1^o = \frac{2i}{\delta^2}\ [1 + \chi] \qquad \text{(I.18)}$$

En fonction de ces modes "courant" et "spin" non couplés, les équations de Bloch(I.11) et de Maxwell (I.12) peuvent se réécrire, d'une manière compacte, sous la forme:

$$\underline{\text{Bloch}} : (I.19) \quad \delta m = (-h)\frac{Q_{diff}}{[Q_2^o - Q]} \quad \text{où on a posé: } Q_{diff} = \frac{i\omega\chi}{D} \qquad (I.20)$$

$$\underline{\text{Maxwell}} : (I.21) \quad \delta m = (-h)\frac{[Q_1^o - Q]}{Q_{ct}} \quad \text{où on a posé: } Q_{ct} = \frac{2i}{\delta^2} \qquad (I.22)$$

L'équation aux modes propres de propagation pour l'aimantation δm se réécrit alors:

$$(I.23) \quad [Q-Q_1^o]\,[Q-Q_2^o] - Q_{diff}\,Q_{ct} = 0$$

c'est à dire une équation du 2è degré en Q, de la forme: $Q^2 - SQ + P = 0$ (I.24)

avec $S = Q_1^o + Q_2^o$; $P = [Q_1^o\,Q_2^o - Q_{diff}\,Q_{ct}]$

Le discriminant Δ de cette équation se met sous la forme:

$$\Delta = S^2 - 4P = (Q_1^o - Q_2^o)^2 + 4\,Q_{diff}\,Q_{ct} \qquad (I.25)$$

Si les modes "courant" et "spin" sont faiblement couplés, on peut alors décrire, sous une forme littérale explicite, les solutions Q_1, Q_2 de l'équation aux modes propres de propagation (I.24).

D'après l'expression de Δ (I.25), on peut exprimer que cette condition de faible couplage entre modes "courant" et "spin" est réalisée si l'approximation suivante est satisfaite:

$$(AP.1) \qquad \left| \frac{4\,Q_{diff}\,Q_{ct}}{(Q_1^o - Q_2^o)^2} \right| \ll 1$$

Considérons le rapport:

$$r = \left| \frac{Q_{diff}\,Q_{ct}}{Q_1^o\,Q_2^o} \right| \simeq \left| \frac{i\chi\omega T}{[1+i\,T(\omega-\omega_o)]} \right| \qquad (I.26)$$

où on a traduit les expressions des différentes quantités Q_1^o (I.18), Q_2^o (I.16), Q_{diff}(I.20), Q_{ct}(I.22).

Comme nous l'avons mentionné plus haut, dans le métal, la quantité $\chi\omega T \ll 1$ et par suite r (I.26) $\ll 1$. De l'ordre de grandeur de $r \ll 1$, il s'ensuit que l'approximation (AP.1) est satisfaite, c'est à dire que la condition de faible couplage entre modes "courant" et "spin" est réalisée.

Par suite, au ler ordre en l'approximation(AP.1), les racines de (I.24) sont données par:

$$\text{"mode"courant"} : \quad Q_1 = k_2^2 = Q_1^o + \frac{Q_{diff}\, Q_{ct}}{(Q_1^o - Q_2^o)} \tag{I.27}$$

$$\text{"mode "spin"} : \quad Q_2 = k_2^2 = Q_2^o - \frac{Q_{diff}\, Q_{ct}}{(Q_1^o - Q_2^o)} \tag{I.28}$$

Ces expressions sont identiques à celles précédemment données (I.14), (I.15) mais elles font apparaitre les vecteurs d'onde des modes non couplés, une formulation qui sera particulièrement utile pour la suite, notamment pour l'écriture des susceptibilités relatives à chacun de ces modes (courant et spin). Précisément, les susceptibilités β_j relatives à chacun de ces modes (j=1,2), définies par : $\delta m_j = \beta_j h$, sont données par (utilisant l'équation de Bloch (I.19) ou celle de Maxwell (I.21)):

$$(j = 1,2) \quad \beta_j = \frac{-Q_{diff}}{(Q_2^o - Q_j)} = \frac{-(Q_1^o - Q_j)}{Q_{ct}} \tag{I.29}$$

Tenant compte des expressions données plus haut de Q_1 (I.27) et Q_2 (I.28), au ler ordre en l'approximation (AP.1), on déduit respectivement:

$$\text{"mode"courant"} : \quad \beta_1 = \frac{Q_{diff}}{(Q_1^o - Q_2^o)} = \frac{i\omega\chi}{D(Q_1^o - Q_2^o)} \tag{I.30}$$

$$\text{"mode "spin"} : \quad (-\beta_2) = \frac{(Q_1^o - Q_2^o)}{Q_{ct}} = \frac{(Q_1^o - Q_2^o)}{2i/\delta^2} \tag{I.31}$$

où Q_1^o (I.18) et Q_2^o (I.16) sont les carrés des vecteurs d'onde des modes courant et spin non couplés.

Relation générale liant β_1 et β_2 :

Nous allons mettre en évidence ci-dessous une relation générale (indépendante de la force du couplage entre modes courant et spin) liant les susceptibilités (β_1, β_2) relatives aux modes courant et spin du métal pur. Cette relation, à laquelle nous ferons référence par la suite, résulte de la forme même de l'équation aux modes propres de propagation (I.23).

Soient: $(-\beta_1) = \dfrac{(Q_1^o - Q_1)}{Q_{ct}}$, $(-\beta_2) = \dfrac{(Q_1^o - Q_2)}{Q_{ct}}$ les expressions donnant ces susceptibilités (en vertu de (I.29)).

Considérons le produit $\beta_1 \beta_2$, il s'exprime alors comme:

$$\beta_1 \beta_2 = \frac{1}{Q_{ct}^2} (Q_1^o - Q_1)(Q_1^o - Q_2) = \frac{1}{Q_{ct}^2} [(Q_1^o)^2 - (Q_1 + Q_2)Q_1^o + Q_1 Q_2]$$

Exprimant alors que Q_1, Q_2 sont les racines de l'équation aux modes propres de propagation (I.24), c'est à dire que l'on a : $Q_1 + Q_2 = S = Q_1^o + Q_2^o$ et $Q_1 Q_2 = P = Q_1^o Q_2^o - Q_{ct} Q_{diff}$

on déduit: $\beta_1 \beta_2 = \dfrac{-Q_{diff}}{Q_{ct}}$ (I.32)

en vertu de Q_{ct} (I.22), Q_{diff} (I.20), on a, en explicitant:

$$\frac{Q_{diff}}{Q_{ct}} = \frac{\chi \omega \delta^2}{2D} = \frac{\chi}{\sigma D \mu_o}$$

où dans la seconde égalité on a traduit l'expression de l'épaisseur de peau classique: $\dfrac{\delta^2}{2} = \dfrac{1}{\sigma \omega \mu_o}$

Par suite, on a <u>la relation générale suivante liant les susceptibilités</u> (β_1, β_2) relatives aux modes courant et spin et les paramètres χ , σ , D caractéristiques du système électronique du métal pur:

$$(I.33)\quad \beta_1 \beta_2 \frac{\sigma D}{\chi} = -\frac{1}{\mu_o}$$ (μ_o désignant la perméabilité magnétique du vide)

c) <u>Calcul des formes de raie en réflexion et en transmission pour une lame de métal pur</u>.

Nous avons effectué un calcul permettant d'obtenir les formes de raie observables en réflexion et en transmission pour une lame métallique (la géométrie est indiquée sur la figure 1) . Ce calcul et ses résultats sont présentés de manière détaillée dans l'annexe A.

On exprime que, dans la lame métallique d'épaisseur ℓ, l'état de régime, pour le champ électromagnétique et l'aimantation transverses, est une superposition des deux modes "courant" et "spin", chacun pouvant se propager dans les 2 sens. (la carte des champs correspondant aux différents modes de propagation est indiquée sur la figure). D'autre part, dans le vide, on laisse la possibilité d'une double excitation hyperfréquence, sur les faces (z=0) et (z=ℓ) respectivement. On traduit alors, pour chacune des faces, les conditions aux limites relatives au champ électromagnétique et à l'aimantation.

1) continuité du champ magnétique tangentiel $H_{//}$ $\Rightarrow$ continuité de $h = H_x - i\, H_y$
2) continuité du champ électrique tangentiel $E_{//}$ $\Rightarrow$ continuité de $e = E_x - i\, E_y$
3) condition aux limites relative à l'aimantation:

On se place dans le cas où il n'y a pas de relaxation de l'aimantation propre à la surface, par suite le courant d'aimantation s'annule aux interfaces(vide/métal). Le courant d'aimantation $J = J_x - i\, J_y$, dans la géométrie de la lame où tout ne dépend que de z, s'écrit: $J = -D \frac{d}{dz}(m - \chi h)$. Par suite la condition aux limites s'exprime comme: $\frac{d}{dz}(\delta m) = 0 \Big|_{\text{interface(vide/métal)}}$

La résolution du système d'équations traduisant ces conditions aux limites conduit à la détermination des impédances complexes Z^{in} et Z^{out} (sur la définition desquelles nous allons revenir ci-dessous)à partir desquelles on déduit simplement les signaux observables en réflexion et en transmission.

Notons que ce calcul (présenté dans l'annexe A) a une portée assez générale: il est valable pour un couplage quelconque entre modes "courant" et "spin" d'un milieu conducteur où les porteurs de spin diffusent. Dans le cas d'un métal pur paramagnétique, qui nous intéresse ici, les résultats se trouvent simplifiés par le fait que l'approximation de faible couplage entre modes courant et spin (AP.1) est réalisé. D'autre part, on n'a fait aucune hypothèse particulière concernant l'ordre de grandeur relatif de l'épaisseur de l'échantillon et des profondeurs de pénétration caractéristiques des modes courant et spin.

Cette démarche nous permet de comparer, dans une large gamme de conditions, ces résultats pour la réflexion à ceux obtenus initialement par Dyson à l'aide d'une toute autre méthode. Elle s'appuie par ailleurs sur les motivations supplémentaires suivantes: ce calcul nous servira de base à la détermination des formes de raie attendues en réflexion et en transmission dans le cas d'un alliage magnétique homogène (chapitre II) et offrira un point de comparaison pour le calcul des formes de raie attendues dans le cas d'un échantillon bi-métallique (formé de 2 métaux A et B en contact) que nous présenterons au chap III(et annexe C).

Explicitons les formes de raie auxquelles on s'attend dans des expériences, respectivement, de transmission et de réflexion en s'attachant uniquement ici à décrire quelques cas limites.

c.1. Signal de résonance en Transmission

Considérons une excitation hyperfréquence sur la face (0), on a défini en (A.10) l'impédance complexe $Z^{out}(\ell)$, par rapport à cette radiation excitatrice sur la face (0), par l'expression:

$$Z^{out}(\ell) = \frac{\vec{n}_o \cdot (\vec{E}_\ell \times \vec{H}^*_o)}{(\vec{H}_o \times \vec{H}^*_o)} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \vec{H}_o \text{ champ magnétique sur la face (0)} \\ \vec{E}_\ell \text{ champ électrique sur la face } (\ell) \\ \qquad \text{(dans le vide)} \end{cases}$$

$\vec{n}_o$ vecteur unitaire normal à la surface pointant vers l'intérieur du métal.

Dans une expérience de transmission, la quantité mesurée correspond à la projection sur une référence (beaucoup plus grande que le champ transmis, constituée par une dérivation d'une partie de la puissance incidente) du champ transmis et l'on a la possibilité d'ajuster la phase relative de la référence par rapport à celle du champ transmis. Or, d'après (A.11), l'information physique concernant l'amplitude et la phase du signal transmis est essentiellement* contenue dans l'impédance Z^{out}.

Dans l'annexe A, on a envisagé la possibilité d'une double excitation hyperfréquence, sur les faces (0) et (ℓ), ce qui nous a conduit à la détermination de la matrice d'impédances (A.16). On remarque, d'après (A.19), que l'on a le résultat général suivant: $Z^{out}(0) = Z^{out}(\ell)$ (et par suite on désignera simplement par Z^{out} cette quantité), qui exprime que le signal transmis est le même, pour une excitation donnée, indépendamment de la face où l'excitation a lieu.

Envisageons le cas usuel de la transmission: l'échantillon est épais pour le mode courant ($\ell \gg \delta$), ce qui correspond à une bonne isolation, par l'échantillon, entre les cavités émettrice et réceptrice. D'autre part une condition d'observation du signal de spin étant que δ_{eff} soit comparable à ℓ ($\delta_{eff} \gtrsim \ell$), on se trouve alors pour l'échelle des longueurs dans la situation suivante:

* Pour une excitation sur la face(0), en l'absence d'excitation sur la face(ℓ), le champ transmis $h_t = h(\ell)$ est donné par:

$$h_t = \frac{Z^{out}}{Z} h(0) \text{ d'après(A.11) et (A.7)}$$

où $Z = \mu_o \omega / k$ désigne l'impédance de l'onde dans le vide($k = 2\pi/\lambda$).

Tenant compte de $\delta_{eff} >> \delta$, Z^{out} s'exprime alors (A.29) comme:

$$Z^{out} = \left(\frac{i\ell\chi\omega}{\sigma D}\right) \frac{1}{k_2 \ell \, sh(k_2 \ell)} = \frac{i\,\chi\omega T\sqrt{2}}{\sigma\,\delta_{eff}} \frac{1}{(1+i\,T\Delta\omega)^{1/2}} \frac{1}{sh v} \qquad (A.29)$$

$$\text{avec } v = k_2 \ell = \frac{\ell\sqrt{2}}{\delta_{eff}} [1+i\,T\Delta\omega]^{1/2}$$

On remarque que, dans ces conditions, le signal de résonance en transmission est exclusivement associé à la diffusion des électrons, la résonance de Z^{out} provenant du caractère résonant de k_2 (mode spin).
Ce résultat (A.29) est similaire de celui obtenu par Lewis et Carver (9), utilisant la méthode de Dyson, ainsi que par d'autres auteurs(10,21), en particulier Dunifer (22), dont la représentation se fait en terme de l'équation de Bloch complétée par un terme de diffusion. Cela conduit à une forme de raie symétrisable en champ statique par rapport au champ de résonance ($H_o = \frac{\omega}{\gamma}$), (dans une expérience réelle on varie le champ statique et non ω), dite en $\frac{"A"}{B}$.

La forme de raie dépend exclusivement du rapport $\frac{\ell}{\delta_{eff}}$; d'après les valeurs tabulées par Dunifer (22), on extrait alors les informations concernant le δ_{eff} et le taux de relaxation de l'aimantation transverse ($\frac{1}{T} = \frac{1}{T_2}$), la position centrale du pic symétrisé donnant le facteur g.
Dans le cas particulier (généralement réalisé pour les métaux simples à basse température) où la condition supplémentaire ($\ell << \delta_{eff}$) est réalisée, c.a.d. dans le cadre:

On a (A.30):

$$Z^{out} = \frac{i\,\chi\omega T}{\ell\sigma} \frac{1}{(1+i\,T\Delta\omega)} \qquad \text{avec} \quad \Delta\omega = \omega - \omega_o$$

Le signal transmis a alors une forme Lorentzienne et son intensité est inversement proportionnelle à l'épaisseur de l'échantillon.

c.2. Signal de résonance en Réflexion

Dans une expérience de réflexion la quantité mesurée est l'énergie radiofréquence absorbée dans le métal par unité de temps et par unité de surface (3).

C'est la partie réelle de la composante normale du vecteur de Poynting complexe ($\frac{1}{2}\vec{n}.(\vec{E} \times \vec{H}^*)$ en MKS) pris à la surface (dans le vide). Elle s'exprime simplement en fonction de l'impédance de surface complexe (23): ainsi, pour la face(0), notant $Z^{in}(0)$ cette quantité, elle est définie par:

$$Z^{in}(0) = \frac{\vec{n}_o . (\vec{E}_o \times \vec{H}_o^*)}{(\vec{H}_o . \vec{H}_o^*)}$$

où $\vec{n}_o$ désigne le vecteur unitaire normal à la surface (pointant vers l'intérieur du métal)

et $\vec{E}_o$, $\vec{H}_o$ sont respectivement les champs électrique et magnétique hyperfréquence pris à la surface (dans le vide).

Dans l'annexe A, comme cela a été dit plus haut, envisageant la possibilité d'une double excitation hyperfréquence, sur les faces (0) et (ℓ), on a été conduit à déterminer la matrice d'impédances (A.16). On remarque, d'après (A.18), que $Z^{in}(0) = Z^{in}(\ell)$ (et par suite on désignera simplement par Z^{in} cette quantité), résultat évidemment attendu dans la mesure où le métal a été supposé homogène et par suite possède les mêmes propriétés sur les 2 faces.

Considérant le cas d'une excitation uniquement sur la face (0), la puissance (par unité de surface) absorbée sur cette face s'exprime en fonction de l'impédance $Z^{in}(0) = Z^{in}$, comme:

$$(A.31)\quad P_{abs} = \frac{1}{2}[h(0)]^2 \, \mathrm{Re}\, Z^{in}$$

h(0) étant l'amplitude du champ magnétique hyperfréquence $\vec{H}_o$ à la surface (0). Nous allons ci-dessous nous intéresser essentiellement à la puissance absorbée par les spins électroniques et considérer quelques cas limites concernant l'ordre de grandeur relatif de l'épaisseur ℓ de l'échantillon et des profondeurs de pénétration caractéristiques δ et δ_{eff}, respectivement des modes courant et spin.

I . Métal épais pour le mode courant: $|k_1 \ell| \gg 1 \leftrightarrow \ell \gg \delta$

Z^{in} s'exprime alors, au 1er ordre en susceptibilité:

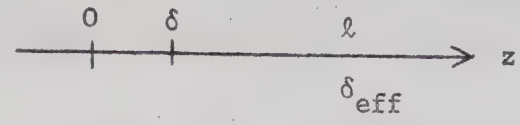
$$(A.35)\quad Z^{in} = Z_{c\ell}\left[1 + \frac{\chi}{2} + \frac{\beta_1}{2} - \frac{\beta_1}{\beta_2} + \frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2} \coth k_2 \ell\right]$$

où l'impédance $Z_{c\ell}$, indépendante du spin, est donnée par: $Z_{c\ell} = \frac{(1+i)}{\sigma\delta}$ (A.21)

Ouvrant alors une discussion en fonction de l'importance relative de δ par rapport à δ_{eff}:

- 1er cas limite: $|Q_1^o| >> |Q_2^o| \leftrightarrow \delta_{eff} >> \delta$

On est alors dans le cadre:

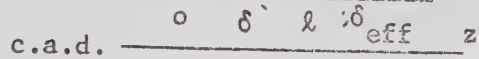


Dans ces conditions, nous sommes dans la situation usuelle de la transmission.

Comme $\left|\frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2}\right| >> \left|\frac{\beta_1}{\beta_2}\right|$ et $|\beta_1|$, Z^{in} se réduit à(A.36): $Z^{in} = Z_{c\ell}[1 + \frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2} \coth k_2 \ell]$

Comme pour la transmission, le signal en réflexion, correspondant à la partie résonante de Z^{in}, est associé essentiellement à la diffusion des électrons (la résonance provenant exclusivement du caractère résonant de k_2).

Dans le cas particulier où la condition supplémentaire ($\ell << \delta_{eff}$) est réalisée, c.a.d.



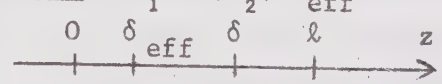
la partie de Z^{in} dépendant du spin prend la forme simple suivante, correspondant à une Lorentzienne, (A.37) $Z^{in}_{spin} = \frac{1}{\sigma\ell} \frac{-i\chi\omega T}{(1+iT\Delta\omega)}$, ce qui est exactement ($-Z^{out}$) dans les mêmes conditions, et conduit à la puissance absorbée par les spins:

$$P^{spin}_{abs} = \frac{1}{2} [h(0)]^2 \left(\frac{-\chi\omega T}{\sigma\ell}\right) \frac{T\Delta\omega}{[1+(T\Delta\omega)^2]} \qquad (A.38)$$

Pour la dérivée de la puissance absorbée par rapport au champ statique, on aura une forme de raie symétrique avec un A/B = 8.

- 2ème cas limite: $|Q_1^o| << |Q_2^o| \rightarrow \delta_{eff} << \delta$

On est alors dans le cadre:



Dans ces conditions ($\delta_{eff} << \delta$), les spins électroniques sont pratiquement "fixes" par rapport aux variations du champ excitateur.

Comme $|\beta_1| >> \left|\frac{\beta_1}{\beta_2}\right|$ et $\left|\frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2}\right|$, Z^{in} se réduit à: $Z^{in} = Z_{c\ell}[1 + \frac{1}{2}(\chi+\beta_1)]$ (A.39)

La partie résonante de Z^{in} est associée à l'excitation directe des électrons dans l'épaisseur de peau (la résonance provenant essentiellement du caractère résonant de β_1 correspondant au mode courant). Contrairement au cas limite précédent, les spins électroniques qui participent à la résonance sont exclusivement confinés dans l'épaisseur de peau.

On a:
$$Z_{spin}^{in} = \frac{1}{\sigma\delta} \frac{(-i\chi\omega T)}{(1+iT\Delta\omega)} \frac{(1+i)}{2} \qquad (A.40)$$

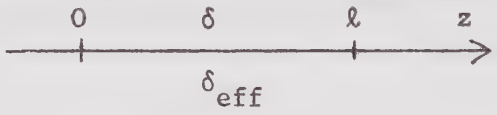
ce qui conduit à la puissance absorbée par les spins:

$$P_{abs}^{spin} = \frac{1}{2} [h(0)]^2 \frac{\chi\omega T}{2\sigma\delta} \frac{(1-T\Delta\omega)}{1+(T\Delta\omega)^2} \qquad (A.41)$$

C'est exactement le résultat de Feher et Kip(2), d'après Dyson(équation D.84), dans le même cadre d'hypothèses. Cela correspond à une forme de raie intrinsèquement Lorentzienne, mais à un mélange égal de $\chi'(\omega)$ et $\chi''(\omega)$ relié à la phase "moyenne" du champ excitateur vue par les électrons dans l'épaisseur de peau. Pour la dérivée de la puissance absorbée par rapport au champ statique, on aura une forme de raie asymétrique avec un $\frac{A}{B} = 2.55$.

- <u>cas intermédiaire</u>: $|Q_1^o| \sim |Q_2^o| \leftrightarrow \delta \sim \delta_{eff}$

Pour un échantillon à la fois épais pour le mode courant et le mode spin, c.a.d.:



la partie résonante de Z^{in}, d'après (A.35), est alors donnée par:

$$Z_{spin}^{in} = Z_{c\ell} [\frac{\beta_1}{2} - \frac{\beta_1}{\beta_2} + \frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2}] \qquad (A.43)$$

En vertu des expressions de β_1 (I.30), β_2 (I.31), Q_2^o (I.16) les 3 termes de Z_{spin}^{in} contribuent à la résonance, rendant compte des effets combinés d'excitation des spins électroniques dans l'épaisseur de peau et de leur diffusion à l'intérieur du métal. En explicitant, d'après (A.48), on remarque que la forme de la raie va être entièrement déterminée par la donnée du rapport $R = \frac{\delta}{\delta_{eff}}$.

Cela conduit pour la dérivée de la puissance absorbée à une forme de raie caractéristique telle que celle décrite, d'après Dyson, par Feher et Kip (2) (le paramètre $(T_D/T_2)^{1/2}$, en fonction duquel les raies sont décrites, n'étant autre que $R = \delta/\delta_{eff}$)

II. Métal mince pour le mode courant: $|k_1 \ell| \ll 1 \leftrightarrow \ell \ll \delta$.

Pour un échantillon à la fois mince pour le mode courant et le mode spin, c.a.d.

on montre (voir annexe A), à partir de l'expression générale de Z^{in} (A.32), qu'au 1er ordre en susceptibilité, la partie résonante de Z^{in} se réduit à:

$$Z^{in}_{spin} = \frac{1}{2} \frac{\ell}{\sigma\delta^2} \frac{\chi\omega T}{(1+iT\Delta\omega)} \qquad (A.53)$$

conduisant à la puissance absorbée par les spins:

$$P^{spin}_{abs} = \frac{1}{4}[h(0)]^2 \frac{\ell}{\sigma\delta^2} \frac{\chi\omega T}{[1+(T\Delta\omega)^2]}$$

et correspondant à une forme de raie Lorentzienne (pour la dérivée de la puissance absorbée, on aura une forme de raie antisymétrique avec un $\frac{A}{B} = 1$). Ce résultat (semblable à celui de Dyson "thin case", eq.D 78) traduit le fait que la puissance adsorbée est alors indépendante de la diffusion des électrons et, comme dans le cas de l'isolant, directement proportionnelle à $\chi''(\omega)$. (il n'apparait plus de déphasage dû au champ excitateur hyperfréquence, celui-ci étant pratiquement uniforme sur l'échantillon).

B. METAL REEL

Depuis les premières expériences en réflexion de Griswold et al (1) et Feher et Kip (2), la résonance des électrons de conduction (C.E.S.R.) a été mise en évidence dans un nombre relativement limité de métaux purs, notamment grâce à la technique de transmission. On trouve parmi ceux-ci des métaux monovalents: la série des alcalins(Lithium(2), Sodium(1), Potassium(2), Rubidium(24)), les métaux nobles(Cuivre (25), Argent(26), Or*(27)); d'autre part des métaux polyvalents: Beryllium(2), Magnésium(28), Aluminium(29). Enfin, récemment, un métal de transition: le Palladium(30).

L'analyse des expériences réalisées sur les métaux purs cités précédemment a conduit à une description plus raffinée et plus complète des propriétés du système de spins électroniques que celle décrite plus haut(partie A) et qui était basée essentiellement sur la description théorique de Dyson, où le métal était considéré de manière "idéalisée". Dans notre travail expérimental, nous avons étudié, outre les

*Pour les 2 types d'expériences correspondant à la référence(27), l'information obtenue sur le spectre de résonance des électrons de conduction de l'or n'est qu'indirecte (l'échantillon n'est pas constitué du métal pur seul).

matrices de cuivre et d'argent, des matrices métalliques telles que l'aluminium, le palladium et en particulier l'or, pour lesquelles le comportement en résonance des électrons de conduction est beaucoup moins simple que dans les 2 cas précédents (Cu et Ag). Aussi allons nous décrire brièvement ci-dessous divers effets expérimentalement observés sur des métaux purs et l'interprétation qui en a été donnée.

1. Ondes de spin. Effets de liquide de Fermi

- Des ondes de spin stationnaires (analogues aux ondes de spin dans les ferromagnétiques isolants) ont été mises en évidence expérimentalement dans des métaux purs paramagnétiques: les alcalins Sodium et Potassium(31). Elles correspondent à des excitations collectives du système de spins électroniques et sont liées à l'interaction d'échange entre les électrons.

Les interactions électron-électron dans le gaz électronique d'un métal sont décrites dans le cadre général de la théorie de Landau(32) des liquides de Fermi (étendue au cas de particules chargées par Silin(33)). L'analyse détaillée des signaux observés en transmission dans Na et K (l'espacement des ondes de spin par rapport à la C.E.S.R. (formellement onde de spin à k = 0), la variation angulaire avec l'orientation du champ magnétique) et la comparaison aux modèles théoriques(34,35) proposés pour leur interprétation permettent à Dunifer et al(36) de déterminer les paramètres de Landau (B_o, B_1), relatifs à la partie dépendante du spin de la fonction $f(\vec{k},\vec{\sigma},\vec{k}',\vec{\sigma}')$ servant à décrire phénoménologiquement dans cette théorie l'interaction entre deux quasi-particules $(\vec{k},\vec{\sigma})$ et $(\vec{k}',\vec{\sigma}')$: $f(\vec{k},\vec{\sigma},\vec{k}',\vec{\sigma}') = A(\vec{k},\vec{k}') + B(\vec{k},\vec{k}')\vec{\sigma}.\vec{\sigma}'$.

Les descriptions théoriques de Platzman et Wolf(34), également de Nozières(18), conduisent, pour des excitations du système de spins électroniques à l'ordre k^2, à un coefficient de diffusion complexe D^* pour les électrons de conduction. Une condition pour que les ondes de spin soient bien résolues est que ce coefficient D^* approche un nombre purement imaginaire, ce qui implique que l'inégalité suivante soit satisfaite:

$$\left| \frac{(B_o - B_1)}{(1+B_o)} \omega\tau \right| >> 1 \quad \text{(I.34)},$$

et par suite que l'interaction d'échange soit suffisamment forte pour qu'il en soit ainsi. (dans l'expression précédente τ désigne le temps de collision orbital des électrons).

- Dans le cas du lithium on n'observe pas d'ondes de spin résolues mais la raie de résonance des électrons de conduction observée en transmission possède une asymétrie intrinsèque(37) (il n'existe pas de choix de la phase de référence conduisant à une raie parfaitement symétrique en champ). Ce comportement est interprété par Flessner et Schultz(37), en termes d'effets de liquide de Fermi, comme la manifestation d'ondes de spin non résolues (le Li n'est pas suffisamment pur pour qu'on puisse atteindre des valeurs élevées de $\omega\tau$).

D'après la théorie de Platzman et Wolf(34), lorsque le champ magnétique est normal à la surface, la seule modification à apporter à l'équation de Bloch(I.7) est que le coefficient de diffusion D est remplacé par:

$$\text{(I.35)} \quad D^* = \frac{1}{3} v_F^2 \tau \frac{(1+B_o)(1+B_1)}{(1+i\,X\omega_o\tau)} \qquad \text{où } X = \frac{B_1 - B_o}{(1+B_o)} \qquad \text{(I.36)}$$

ce qui conduit à une modification correspondante de la relation de dispersion

du mode spin: $k^2 = [\frac{1}{D^2 T}(1+i\,T\Delta\omega)]^{1/2}$.

Par une analyse fine de la raie, ils parviennent à déduire une information sur B_o dans le Li(B_o, étant dans les alcalins un ordre de grandeur inférieur à B_o, est considéré comme nul) qui est en accord avec une détermination indépendante réalisée à partir de la susceptibilité statique(38).

De telles ondes de spin non résolues, modifiant le signal C.E.S.R. à basse température, ont également été mises en évidence sur l'aluminium (39). C'est également suivant cette même ligne d'interprétation qu'on essaie de rendre compte des formes de raie intrinsèquement asymétriques du signal C.E.S.R. observé en transmission sur des lames de palladium pur(30). Dans ce cas les valeurs du paramètre X peuvent être de l'ordre de 1, grâce essentiellement à la forte interaction d'échange inter électronique.

2. Effets liés à la distribution des facteurs g sur la surface de Fermi

Dans un métal, c'est l'ensemble des points de la surface de Fermi qui participent à la résonance, et il y a possibilité d'anisotropie du facteur $g(\vec{k})$ autour de la surface de Fermi, la largeur de la distribution de ces facteurs g étant essentiellement liée à la force du couplage spin-orbite.

- Expérimentalement on a constaté une variation en fréquence de la largeur de raie résiduelle(valeur à basse température) du signal C.E.S.R. dans le cuivre et l'argent(40,41), la dépendance en fréquence étant en ω^2 . On a rendu compte de cet effet en invoquant un phénomène de rétrécissement par le mouvement(42) de la distribution des facteurs g sur la surface de Fermi.

Soit $\Delta\omega_o$ caractérisant la distribution des fréquences de résonance sur la surface de Fermi(l'écart quadratique moyen), si la condition de rétrécissement par le mouvement est satisfaite: $\Delta\omega_o . \tau << 1$ (τ désignant le temps de collision orbital), la largeur de la raie rétrécie sera proportionnelle à $(\Delta\omega_o)^2\tau$, d'où une dépendance attendue en ω^2 de la largeur de raie résiduelle. La position de cette raie de résonance rétrécie correspond alors à la valeur moyenne du facteur g sur la surface de Fermi.

- le cas de l'aluminium apparait singulier pour ses propriétés de résonance de spin lorsqu'on examine en particulier la dépendance en fréquence de la résonance observée. De nombreuses études expérimentales(en transmission comme en réflexion) ont été réalisées sur l'aluminium dans une très large gamme de fréquences: à 350 MHZ(43), 1.29 GHZ(44), 9.2 et 35 GHZ(40), 21 GHZ(45), 60 GHZ(46) et 79 GHZ (47). Il apparait notamment que la largeur de raie résiduelle(basse température) de l' aluminium varie linéairement avec la fréquence(de même pour la largeur de raie à haute température). (La situation expérimentale et les propriétés particulières de la résonance de spin de l'aluminium sont décrites de manière détaillée dans la référence (43)). L'interprétation théorique de l'ensemble de ces résultats, en termes d'un rétrécissement par le mouvement de la distribution de g sur la surface de Fermi, se révèle être non triviale. F.Beuneu(43), s'appuyant sur le calcul théorique qu'il a effectué de l'histogramme de la distribution des valeurs de g sur la surface de Fermi de l'aluminium, a proposé un modèle relativement simple qui permet de rendre compte, pour l'essentiel, des effets expérimentaux observés(principalement ceux relatifs à la

variation en fréquence et en température de la largeur de raie). Nous y ferons référence par la suite en indiquant les idées de base qui sous-tendent son modèle.

- Indiquons enfin que Freedman et Fredkin(48,49) ont proposé une théorie prenant en compte l'interaction d'échange entre les électrons de conduction, en présence d'une distribution de facteur g sur la surface de Fermi. Ils décrivent alors les caractéristiques du spectre de résonance(position, largeur) attendu dans un tel métal pour différents régimes correspondant à des conditions particulières relatives au degré de rétrécissement par le mouvement du spectre et à la force de l'interaction d'échange.

Nous reviendrons plus amplement et de manière plus précise sur le contenu physique des descriptions théoriques précédemment citées(43,48,49) lorsque nous essaierons d'interpréter les spectres de résonance que nous avons observés sur des échantillons implantés ayant l'or pour matrice métallique(chapitre VIII).

CHAPITRE II

RESONANCE ELECTRONIQUE DANS UN ALLIAGE MAGNETIQUE HOMOGENE

PLAN DU CHAPITRE II

INTRODUCTION

A. EQUATIONS CARACTERISTIQUES POUR LE SYSTEME COUPLE MOMENTS LOCALISES-ELECTRONS DE CONDUCTION

1. Equations de Bloch couplées pour le système (forme de Barnes-Zitkova); commentaires généraux
2. Equations de Bloch et de Maxwell exprimées en termes des écarts à l'équilibre des aimantations s et d. Examen de 2 formes pour la destination de la relaxation des aimantations

B. FREQUENCES PROPRES DE RESONANCE DU SYSTEME : ANALYSE EN FONCTION DU REGIME DYNAMIQUE DE SPINS

introduction ; équation aux fréquences propres de résonance

1er cas limite : régime dynamique de "bottleneck" fort ou de couplage fort

2e cas limite : régime dynamique de couplage faible

3e cas : régime dynamique de couplage intermédiaire

C. MODES PROPRES DE PROPAGATION DE L'AIMANTATION

1. Modes "courant" et "spin" non couplés
2. Equation aux modes propres de propagation pour δm_s : modes courant et spin couplés

D. SIGNAUX DE RESONANCE OBSERVABLES EN REFLEXION ET EN TRANSMISSION

1. Introduction
2. Signaux observables en réflexion et en transmission

- préambule

a.1. Expression du vecteur d'onde du mode courant (non couplé au mode spin) ; conséquence sur le spectre en réflexion

a.2. Expressions des impédances Z^{in}, Z^{out} au 1e ordre en susceptibilité ; commentaires physiques généraux

Signal en réflexion ; signal en transmission

b) Description des signaux observables en réflexion et en transmission dans le cas limite : $\delta_{eff} >> \delta$

b.1. Description théorique des spectres de résonance observables en réflexion et en transmission sur un alliage homogène (dans le cas limite : $\delta_{eff} >> \delta$

- signal réfléchi
- signal transmis
- relation de dispersion du mode spin

b.2. Comparaison à l'expérience pour quelques systèmes type

- système AgGd
- systèmes CuMn et AgMn (dilués)
- système AgEr

c) Description du signal observable en réflexion dans le cas limite : $\delta_{eff} << \delta$

Depuis les premières expériences (1956) de résonance de spin dans des alliages magnétiques dilués d'Owen et al (50), un grand nombre d'expériences ont été réalisées, tant en réflexion qu'en transmission, sur de tels systèmes moments localisés-électrons de conduction. Au plan théorique, une étape essentielle fut franchie (en 1959) par Hasegawa (51) pour la compréhension de la dynamique de spins du système couplé moments localisés-électrons de conduction: il décrivait phénoménologiquement le mouvement des aimantations, respectivement des électrons de conduction et des moments localisés, par deux équations macroscopiques de Bloch couplées et le thème central de son analyse consistait à discuter les fréquences propres de résonance de ce système couplé selon essentiellement la force respective du couplage d'échange entre les 2 systèmes de spins et de leur couplage avec le réseau. Depuis lors, de nombreuses études théoriques (52,53,54,55,56) (dont nous ne donnons ici en références que quelques exemples caractéristiques) ont eu pour objet de calculer, à partir d'une description microscopique, par diverses méthodes, la susceptibilité dynamique du système couplé moments localisés-électrons de conduction et de justifier, sur la base de ces calculs microscopiques, l'écriture d'un tel système d'équations de Bloch couplées en précisant leur forme générale correcte et en explicitant les différentes quantités impliquées dans ces équations.

Une large majorité des travaux expérimentaux de résonance (notamment en réflexion) sur les alliages magnétiques dilués a été interprétée, depuis Hasegawa, en terme de la susceptibilité dynamique transverse $\chi(\omega)$, une analyse courante consistant alors à identifier les résonances observées (pour leur position et largeur) aux poles complexes de $\chi(\omega)$ (plus précisément aux zéros de son dénominateur résonant, tels qu'ils avaient été calculés par Hasegawa (51)). Un certain nombre d'expériences sur des systèmes moments localisés-électrons de conduction (57,58,59,60,61), tant en réflexion qu'en transmission, ont fait clairement apparaître qu'une telle description des spectres de résonance effectivement observés s'avérait insuffisante et que l'on devait, dès lors, s'attacher à en donner une description plus complète. C'est la considération de telles expériences (nous en décrirons brièvement quelques résultats en introduction de la partie D de ce chapitre) qui a motivé notre propre réflexion théorique et l'effort que nous avons entrepris de décrire, sous une forme littérale explicite, les spectres de résonance observables (en réflexion et en transmission) dans des alliages magnétiques dilués homogènes: les différentes étapes de cette démarche théorique seront successivement exposées tout au long de ce chapitre.

Au plan théorique, comme l'ont bien mis en évidence Fredkin et Schultz (62), pour bien comprendre les spectres expérimentaux observés et en donner une analyse correcte, il importe de prendre pleinement en compte la diffusion des électrons de conduction et le problème des conditions aux limites, de considérer la susceptibilité $\chi(q,\omega)$ du système moments localisés-électrons de conduction et de discuter sa dépendance en vecteur d'onde q.

Précisément, pour décrire les signaux de résonance observables dans un alliage magnétique dilué homogène, nous avons pris proprement en compte cette dépendance en vecteur d'onde de la susceptibilité du système, la démarche suivie étant exactement parallèle à celle adoptée pour un métal pur (voir chap I), celle-ci s'appuyant sur une description hydrodynamique de la résonance des électrons de conduction du métal. Résumons les différentes étapes de cette démarche, en donnant le plan de ce chapitre:

- on exprime les équations caractéristiques (Bloch, Maxwell) auxquelles satisfont les aimantations macroscopiques couplées (des moments localisés et des électrons de conduction) de l'alliage: cela fait l'objet de la partie A de ce chapitre.

- dans la partie B, on explicite les fréquences propres de résonance (complexes) de ce système couplé (correspondant aux 2 degrés de liberté de spins) en fonction du "régime dynamique de spins" de l'alliage, défini selon la force respective du couplage d'échange entre les deux ensembles de spins et de leur couplage avec le réseau, ce qui nous permettra de généraliser l'analyse d'Hasegawa. (cette détermination des fréquences propres de résonance du système est, évidemment, une étape supplémentaire par rapport au cas du métal pur où la fréquence de résonance du système de spins était unique).

- dans la partie C, on détermine les modes propres de propagation de l'aimantation(transverse) à l'intérieur de l'alliage, en mettant en évidence que la description de l'alliage homogène peut se réduire entièrement à une description en terme de "métal effectif" caractérisé par les équations de Bloch et de Maxwell auxquelles satisfait l'aimantation des électrons de conduction de l'alliage.

- dans la partie D, on tient compte de cette description de l'alliage en terme de "métal effectif": décrivant alors l'aimantation transverse et le champ électromagnétique, en un point z de l'alliage (géométrie de la lame), en terme

de ces modes propres de propagation et explicitant, à la surface de ce milieu fini, les conditions aux limites appropriées on détermine les impédances caractéristiques qui servent à décrire les signaux observables, respectivement, dans des expériences de réflexion et de transmission.(Ce calcul est immédiatement transposé de celui donné pour un métal pur(Chap.I, annexe A)). On discute alors les expressions de ces impédances obtenues pour l'alliage homogène et on examine brièvement l'application d'une telle description à l'interprétation des spectres de résonance observés sur quelques systèmes moments localisés-électrons de conduction caractéristiques.

A - EQUATIONS CARACTERISTIQUES POUR LE SYSTEME COUPLE MOMENTS LOCALISES-ELECTRONS DE CONDUCTION

1 - Equations de Bloch couplées pour le système (forme de Barnes-Zitkova); commentaires généraux

Comme nous l'avons indiqué en introduction, de nombreuses études théoriques ont eu pour objet, à partir d'une description microscopique, de calculer la susceptibilité dynamique du système couplé moments localisés-électrons de conduction. Au terme de telles analyses, il s'agissait notamment d'en comparer les résultats à la description donnée originellement par Hasegawa (51) et qui s'appuyait sur une base phénoménologique: le mouvement des aimantations électroniques locales, respectivement des électrons de conduction ($\vec{M}_s$) et des moments localisés($\vec{M}_d$), y était alors décrit par un système de deux équations macroscopiques de Bloch couplées.
On va considérer ci-dessous le système d'équations de Bloch couplées auquel parviennent Barnes et Zitkova-Wilcox(56), au terme de leur analyse diagrammatique de la résonance dans des systèmes dilués moments localisés-électrons de conduction. On va préciser dans quel cadre d'hypothèses ils aboutissent à ce résultat et passer en revue les différents termes apparaissant dans ces équations, en les commentant brièvement.

En ce qui concerne les moments localisés, les effets en résonance liés à la structure fine(63,64) ou à l'interaction hyperfine(65,66,67) sont ici exclus de la discussion. On suppose les impuretés magnétiques suffisamment diluées pour n'avoir pas à prendre en compte leurs interactions; d'autre part le gaz des électrons de conduction est considéré sans interaction (pas d'effets de liquide de Fermi).

Dans la limite des températures suffisamment élevées* $k_B T > \hbar\omega, \hbar\omega_d$ (ω étant la fréquence excitatrice extérieure, $\hbar\omega_d$ l'énergie Zeeman relative aux moments localisés) et lorsque les termes logarithmiques de Kondo du second ordre (en l'interaction d'échange s.d) peuvent être négligés, leur système d'équations servant à décrire les susceptibilités dynamiques couplées des moments localisés et des électrons de conduction est alors équivalent au système d'équations de Bloch couplées suivant:

$$(II.1)\quad \frac{\partial \bar{M}_s}{\partial t} = \gamma_s \left[\bar{M}_s \times (\bar{H}_{ext} + \lambda \bar{M}_d)\right] - \left[\frac{1}{T_{sd}} + \frac{1}{T_{s\ell}} - D\nabla^2\right]\left[\bar{M}_s - \chi_s^o (\bar{H}_{ext} + \lambda \bar{M}_d)\right] + \frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{1}{T_{ds}}\left[\bar{M}_d - \chi_d^o(\bar{H}_{ext} + \lambda \bar{M}_s)\right]$$

$$(II.2)\quad \frac{\partial \bar{M}_d}{\partial t} = \gamma_d \left[\bar{M}_d \times (\bar{H}_{ext} + \lambda \bar{M}_s)\right] - \frac{1}{T_{ds}}\left[\bar{M}_d - \chi_d^o(\bar{H}_{ext} + \lambda \bar{M}_s)\right] + \frac{\gamma_d}{\gamma_s}\frac{1}{T_{sd}}\left[\bar{M}_s - \chi_s^o(\bar{H}_{ext} + \lambda \bar{M}_d)\right]$$

L'interaction (s.d) est décrite à partir d'un hamiltonien d'échange classique (68), de la forme: $-J\,\vec{S}.\vec{s}$, entre les spins associés respectivement aux moments localisés ($\vec{S}$) et aux électrons de conduction ($\vec{s}$), la force de cette interaction d'échange étant caractérisée par le paramètre J. L'interaction d'échange est supposée spatialement localisée et décrite, pour simplifier, par une fonction δ. Les calculs sont menés jusqu'au second ordre en l'interaction d'échange (J). D'autre part le couplage des spins des électrons de conduction avec le réseau est tenu explicitement en compte par l'introduction, dans l'hamiltonien du système, d'un terme de couplage spin-orbite sur les centres diffuseurs (impuretés magnétiques ou non de l'alliage, phonons,....).

---

* A basse température ($k_B T \ll \hbar\omega, \hbar\omega_d$) ces auteurs mettent en évidence qu'il n'est pas possible de décrire par une seule équation la susceptibilité électronique totale en raison de la forte dépendance du taux de relaxation des électrons de conduction par rapport à leur moment $\vec{k}$.

- les rapports giromagnétiques des électrons de conduction(γ_s) et des impuretés magnétiques (γ_d) sont supposés différents.
- les susceptibilités statiques χ_s^o et χ_d^o qui apparaissent dans les équations (II.1) et (II.2) désignent respectivement:

χ_s^o : est la susceptibilité paramagnétique de Pauli des électrons de conduction (gaz d'électrons supposé sans interaction)
donnée par: $\chi_s^o = \frac{1}{2} (\hbar\gamma_s)^2 \rho(E_F)$ (où $\rho(E_F)$ désigne la densité d'états au niveau de Fermi, par direction de spin et par atome de la matrice)

χ_d^o : est la susceptibilité de Curie des impuretés magnétiques (on ne suppose pas d'effets d'interaction entre impuretés)
donnée par: $\chi_d^o = \frac{\mathcal{C}}{T} = \frac{(\hbar\gamma_d)^2 N_d \, S(S+1)}{3 \, k_B T}$ où N_d désigne le nombre d'impuretés, S leur spin.

- termes de précession:

$\bar{H}_{ext} = \bar{H}_o + \bar{H}_1$ désigne le champ extérieur instantané local, somme du champ statique $\bar{H}_o$ et du champ hyperfréquence $\bar{H}_1$. Chaque aimantation est soumise localement, pour sa précession, à un champ effectif constitué du champ extérieur et d'un terme de champ moléculaire dû à l'autre aimantation. Ainsi le champ effectif agissant sur $\bar{M}_s$ est $(\bar{H}_{ext} + \lambda \bar{M}_d)$ et sur $\bar{M}_d$: $(\bar{H}_{ext} + \lambda \bar{M}_s)$. L'interaction d'échange (s.d) entre les spins électroniques des 2 systèmes se traduit macroscopiquement pour les aimantations $\bar{M}_s$ et $\bar{M}_d$ des 2 systèmes de spins par une interaction de la forme: $-\lambda \, \bar{M}_s . \bar{M}_d$, où λ coefficient de champ moléculaire est relié à J par la relation:

$\lambda = \frac{J}{N} \frac{1}{\gamma_s \gamma_d \hbar^2}$ (II.3), N désignant le nombre de sites atomiques par unité de volume. La présence des termes de champ moléculaire dans les champs effectifs précédents résulte du fait que, si l'interaction $-\lambda \bar{M}_s . \bar{M}_d$ commute avec l'aimantation totale $\bar{M} = \bar{M}_s + \bar{M}_d$, elle ne commute pas avec les aimantations individuelles $\bar{M}_s$ et $\bar{M}_d$.

- termes de relaxation:

Il résulte de l'interaction d'échange(s.d) un processus de relaxation mutuelle des spins des électrons de conduction et de ceux associés aux moments localisés. Au 2ème ordre en l'interaction d'échange (J), ces taux de relaxation s'expriment comme:

- taux de relaxation des moments localisés vers les électrons de conduction (d→s) ou taux de Korringa (69) :

(II.4) $\frac{1}{T_{ds}} = \frac{\pi}{\hbar} [J \rho(E_F)]^2 k_B T$ où $\rho(E_F)$ désigne la densité d'états au niveau de Fermi, par direction de spin et par atome de la matrice.

(expression valable pour $k_B T > \hbar\omega_s$, la proportionnalité au facteur $k_B T$ traduit la proportionnalité au nombre d'états accessibles des électrons de conduction autour du niveau de Fermi).

- taux de relaxation des électrons de conduction vers les moments localisés (s→d) ou taux d'Overhauser (70):

(II.5) $\frac{1}{T_{sd}} = \frac{\pi}{\hbar} J^2 \rho(E_F) \frac{2}{3} N_d S(S+1)$ proportionnel au nombre d'impuretés N_d.

Ces taux de relaxation relatifs à l'interaction d'échange sont liés aux susceptibilités statiques χ_s^o, χ_d^o (décrites plus haut) des deux systèmes de spin par une relation de bilan détaillé qui s'exprime, selon la dérivation de Barnes Zitkova, comme :

(II.6) $$\frac{\chi_s^o}{\gamma_s^2 T_{sd}} = \frac{\chi_d^o}{\gamma_d^2 T_{ds}}$$

Cette relation traduit l'égalité des flux de spins d'un système vers l'autre, la présence des facteurs γ étant associée au fait que, dans les processus de relaxation mutuelle, c'est le spin qui est conservé et non l'aimantation. Ce point justifie également la présence, dans les équations de mouvement de $\bar{M}_s$ et $\bar{M}_d$, des rapports des γ dans les termes de "scattering in"(termes correspondant, pour un système donné, à un apport d'aimantation par relaxation de l'autre vers lui), c.a.d. dans l'équation de $\bar{M}_s$ le terme $\frac{\gamma_s}{\gamma_d} \frac{1}{T_{ds}}$ et dans celle de $\bar{M}_d$ le terme $\frac{\gamma_d}{\gamma_s} \frac{1}{T_{sd}}$.

En ce qui concerne le couplage avec le réseau, pour l'aimantation des électrons de conduction la relaxation vers le réseau se fait avec le taux $\frac{1}{T_{s\ell}}$, lié au terme d'interaction spin orbite introduit ab initio dans l'hamiltonien.

- destination de la relaxation:

Cette question de la destination de la relaxation fut soulevée originellement par Hasegawa (51), dans l'écriture de ses équations phénoménologiques de Bloch couplées, à savoir: l'aimantation relaxe-t-elle vers sa valeur à l'équilibre dans le champ extérieur ou vers sa valeur à l'équilibre dans le champ interne incluant le champ d'échange? Ce problème a fait, depuis, l'objet de nombreuses discussions dans la littérature. A la suite d'Hasegawa, pour décrire le mouvement des aimantations des moments localisés et des électrons de conduction, Cottet et al (71) proposèrent un système d'équations phénoménologiques de Bloch couplées où, dans les termes de relaxation, pour chaque aimantation, la destination de la relaxation était celle du champ interne instantané local, c.a.d. du champ effectif(incluant le champ d'échange) auquel chaque aimantation est soumise pour sa précession. Spencer et Orbach (52 (1e réf)) avancèrent l'argument que cette forme de la destination de la relaxation, vers le champ interne instantané local, est bien la forme correcte car c'est la seule forme qui satisfasse à l'exigence physique fondamentale que la susceptibilité dynamique transverse $\chi(\omega)$ du système doit se réduire, dans la limite statique ($\omega = 0$), à la susceptibilité longitudinale. Ce résultat concernant la destination de la relaxation, tel qu'il est exprimé dans les équations de Bloch(II.1) et (II.2) ci-dessus, a été établi, au terme de leurs dérivations microscopiques, par différents auteurs (52(3è réf), 53, 54(2è réf), 55, 56) (liste non limitative).

- terme de diffusion pour l'aimantation des électrons de conduction

L'équation de Bloch (II.1) relative à l'aimantation des électrons de conduction contient un terme de même nature que dans le cas d'un métal pur (chap.I), rendant compte de la diffusion de cette aimantation électronique. Pour les grandes longueurs d'onde (limite hydrodynamique) il a la forme suivante: $D_s \nabla^2 [\bar{M}_s - \chi_s^o(\bar{H}_{ext} + \lambda \bar{M}_d)]$, où la quantité qui diffuse est l'écart à l'équilibre local de l'aimantation $\delta\bar{M}_s$ et où D_s représente le coefficient de diffusion des électrons de conduction dans l'alliage.

2 - Equations de Bloch et de Maxwell exprimées en termes des écarts à l'équilibre des aimantations s et d

Le système des équations de Bloch couplées (II.1), (II.2) peut se mettre sous la forme suivante:

$$(II.7)\quad \frac{\partial \bar{M}_s}{\partial t} = \gamma_s \left[\bar{M}_s \times (\bar{H}_{ext} + \lambda \bar{M}_d)\right] - \left[\frac{1}{T_{sd}} + \frac{1}{T_{s\ell}} - D_s \nabla^2\right] \delta\bar{M}_s + \frac{\gamma_s}{\gamma_d} \frac{1}{T_{ds}} \delta\bar{M}_d$$

$$(II.8)\quad \frac{\partial \bar{M}_d}{\partial t} = \gamma_d \left[\bar{M}_d \times (\bar{H}_{ext} + \lambda \bar{M}_s)\right] - \left[\frac{1}{T_{ds}} + \frac{1}{T_{d\ell}}\right] \delta\bar{M}_d + \frac{\gamma_d}{\gamma_s} \frac{1}{T_{sd}} \delta\bar{M}_s$$

où $\delta\bar{M}_s$ et $\delta\bar{M}_d$ désignent les écarts à l'équilibre, respectivement, des aimantations $\bar{M}_s$ et $\bar{M}_d$

Dans l'équation de mouvement de $\bar{M}_d$, on a introduit phénoménologiquement un terme de relaxation (non inclus dans le traitement de Barnes-Zitkova) de l'aimantation des moments localisés vers le réseau (taux $\frac{1}{T_{d\ell}}$). Bien que les mécanismes de couplage direct des impuretés au réseau susceptibles de donner lieu à une telle relaxation soient mal connus, l'introduction de ce terme apparait nécessaire dans l'interprétation des expériences (72).

Nous allons envisager, dans le traitement qui va suivre, deux formes pour la destination de la relaxation des aimantations, c'est à dire pour les expressions de $\delta\bar{M}_s$ et $\delta\bar{M}_d$, comme indiquées ci-dessous. Comme nous l'avons rappelé plus haut, il est désormais théoriquement acquis que la forme correcte de la destination de la relaxation est celle du champ instantané local incluant le champ d'échange; cependant, les expressions couramment utilisées dans la littérature pour l'interprétation des expériences, notamment celles qui décrivent les fréquences propres de résonance du système, sont celles qui sont appropriées à une forme de destination de la relaxation qui exclut le champ d'échange. Aussi nous sommes-nous efforcés, tout au long de notre démarche, d'examiner ces 2 formes (explicitées ci-dessous) pour la destination de la relaxation et d'en discuter les implications respectives sur les résultats et la description des signaux de résonance de l'alliage homogène.

forme 1: la destination de la relaxation est déterminée par le champ instantané local incluant le champ d'échange. L'écart à l'équilibre local de l'aimantation $\bar{M}_s$, resp. $\bar{M}_d$, est alors donné par:

$$(II.9)\quad \begin{cases} \delta\bar{M}_s = \bar{M}_s - \bar{M}_s^{eq} = \bar{M}_s - \chi_s^o (\bar{H}_{ext} + \lambda \bar{M}_d) \\ \delta\bar{M}_d = \bar{M}_d - \bar{M}_d^{eq} = \bar{M}_d - \chi_d^o (\bar{H}_{ext} + \lambda \bar{M}_s) \end{cases}$$

avec les valeurs à l'équilibre

$$(II.10)\quad \begin{cases} \bar{M}_s^{eq} = \chi_s^o (\bar{H}_{ext} + \lambda \bar{M}_d) \\ \bar{M}_d^{eq} = \chi_d^o (\bar{H}_{ext} + \lambda \bar{M}_s) \end{cases}$$

forme 2: la destination de la relaxation est déterminée par le champ instantané local excluant le champ d'échange. Les écarts à l'équilibre sont alors donnés par:

$$\text{(II.11)}\quad \begin{cases} \delta\bar{M}_s = \bar{M}_s - \chi_s^o \bar{H}_{ext} \\ \delta\bar{M}_d = \bar{M}_d - \chi_d^o \bar{H}_{ext} \end{cases} \qquad \text{avec les valeurs à l'équilibre des aimantations (II.12)} \qquad \begin{cases} \bar{M}_s^{eq} = \chi_s^o \bar{H}_{ext} \\ \bar{M}_d^{eq} = \chi_d^o \bar{H}_{ext} \end{cases}$$

Considérons un échantillon d'alliage homogène, limité par deux surfaces planes (plan xoy). Il est attaqué sous incidence normale par une onde électromagnétique à polarisation rectiligne. Le champ statique $H_o = H_z$ est choisi perpendiculaire à la surface de l'échantillon, le long de Oz. On suppose qu'il n'y a pas de saturation des systèmes de spins, ce qui permet de linéariser les systèmes d'équations correspondant à (II.7) et (II.8). La vibration rectiligne est analysée en deux composantes tournantes dont l'une tourne à la fréquence ω, l'autre à la fréquence $(-\omega)$ et dont on va négliger l'effet. Aussi va-t-on s'intéresser, pour les aimantations transverses des électrons de conduction et des moments localisés, uniquement aux composantes tournant à ω.

Equations de Bloch

Pour l'aimantation transverse $m_s = M_{sx} - iM_{sy}$ des électrons de conduction l'équation de Bloch (II.7) prend la forme:

$$\text{(II.13)}\quad \frac{\partial}{\partial t} m_s = \gamma_s [i(H_z + \lambda M_{dz}) m_s - iM_{sz}(h + \lambda m_d)] - [\frac{1}{T_{sd}} + \frac{1}{T_{s\ell}} - D_s \nabla^2] \delta m_s + \frac{\gamma_s}{\gamma_d} \frac{1}{T_{ds}} \delta m_d$$

Pour l'aimantation transverse $m_d = M_{dx} - iM_{dy}$ des moments localisés, l'équation de Bloch(II.8) prend la forme:

$$\text{(II.14)}\quad \frac{\partial m_d}{\partial t} = \gamma_d [i(H_z + \lambda M_{sz}) m_d - iM_{dz}(h + \lambda m_s)] - [\frac{1}{T_{ds}} + \frac{1}{T_{d\ell}}] \delta m_d + \frac{\gamma_d}{\gamma_s} \frac{1}{T_{sd}} \delta m_s$$

Examinons alors successivement les 2 formes citées plus haut pour la destination de la relaxation:

- Cas de la forme 1

Considérons tout d'abord les composantes z des aimantations. En l'absence de saturation, elles sont à l'équilibre:

$\delta M_{sz} = 0$ $(M_{sz} = M_{sz}^{eq})$ et $\delta M_{dz} = 0$ $(M_{dz} = M_{dz}^{eq})$. Exprimons quelles sont ces valeurs à l'équilibre des composantes z.

En vertu de (II.10), M_{sz}^{eq} et M_{dz}^{eq} satisfont au système:

$$\text{(II.15)}\quad \begin{cases} M_{sz}^{eq} = \chi_s^o (H_z + \lambda M_{dz}^{eq}) \\ M_{dz}^{eq} = \chi_d^o (H_z + \lambda M_{sz}^{eq}) \end{cases}$$

dont la résolution conduit au résultat classique de champ moléculaire:

(II.16) $M_{sz}^{eq} = \dfrac{\chi_s^o(1+\lambda\chi_d^o)}{(1-\lambda\chi_s^o\ \lambda\chi_d^o)} H_z = \chi_s H_z$ et (II.17) $M_{dz}^{eq} = \dfrac{\chi_d^o(1+\lambda\chi_s^o)}{(1-\lambda\chi_s^o\ \lambda\chi_d^o)} H_z = \chi_d H_z$

les susceptibilités χ_s et χ_d définies par les relations précédentes, étant les susceptibilités augmentées d'échange(échange sd).

Cherchant pour les composantes transverses des aimantations des solutions de la forme $e^{i\omega t-kz}$, et exprimant que les composantes z sont à l'équilibre (relations (II.15), les équations de Bloch pour m_s et m_d se réduisent à:

(II.18) $i\omega m_s = i\gamma_s(H_z+\lambda M_{dz}^{eq})\ \delta m_s - [\dfrac{1}{T_{sd}} + \dfrac{1}{T_{s\ell}} - D_s k^2]\delta m_s + \dfrac{\gamma_s}{\gamma_d}\dfrac{1}{T_{ds}}\ \delta m_d$

(II.19) $i\omega m_d = i\gamma_d(H_z+\lambda M_{sz}^{eq})\ \delta m_d - [\dfrac{1}{T_{ds}} + \dfrac{1}{T_{d\ell}}]\delta m_d + \dfrac{\gamma_d}{\gamma_s}\dfrac{1}{T_{sd}}\ \delta m_s$

On va chercher maintenant à exprimer ces équations de Bloch couplées en termes uniquement des écarts à l'équilibre des aimantations transverses δm_s et δm_d et montrer qu'alors ces équations s'expriment de manière relativement simple. (la raison physique étant que ce sont les quantités pertinentes du problème).

Pour cela il suffit de traduire sur les composantes transverses les expressions (II.9) donnant les écarts à l'équilibre, ce qui s'exprime par le système:

$$(II.20)\quad \begin{cases} m_s = \delta m_s + \chi_s^o\ (h+\lambda m_d) \\ m_d = \delta m_d + \chi_d^o\ (h+\lambda m_s) \end{cases}$$

dont la résolution en(m_s, m_d) donne:

$$(II.21)\quad \begin{bmatrix} m_s \\ m_d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \chi_s h \\ \chi_d h \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \delta m_s + \lambda\chi_s^o\ \delta m_d \\ \delta m_d + \lambda\chi_d^o\ \delta m_s \end{bmatrix} \frac{1}{(1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)}$$

Substituant alors dans (II.18) et (II.19), m_s et m_d par leur expression ci-dessus (II.21), ordonnant en δm_s, δm_d, on obtient le système suivant d'équations de Bloch couplées pour les écarts à l'équilibre des aimantations transverses$(\delta m_s, \delta m_d)$:

$$(II.22)\ \underline{\text{Bloch}}\quad \begin{cases} \delta m_s \left\{ \dfrac{i[\omega-\omega_s(1+\lambda\chi_d^o)]}{1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o} + \dfrac{1}{T_{sd}} + \dfrac{1}{T_{s\ell}} - D_s k^2 \right\} + \delta m_d \left\{ \dfrac{i\omega\lambda\chi_s^o}{1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o} - \dfrac{\gamma_s}{\gamma_d}\dfrac{1}{T_{ds}} \right\} = -i\omega\chi_s h \\ \delta m_d \left\{ \dfrac{i[\omega-\omega_d(1+\lambda\chi_s^o)]}{1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o} + \dfrac{1}{T_{ds}} + \dfrac{1}{T_{d\ell}} \right\} + \delta m_s \left\{ \dfrac{i\omega\lambda\chi_d^o}{1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o} - \dfrac{\gamma_d}{\gamma_s}\dfrac{1}{T_{sd}} \right\} = -i\omega\chi_d h \end{cases}$$

où on a tenu compte des relations sur les composantes z à l'équilibre et où les fréquences (ω_s, ω_d) sont définies par:

$$\omega_s = \gamma_s H_z,\ \omega_d = \gamma_d H_z \qquad (II.23)$$

- Cas de la forme 2:

On suit la même démarche que précédemment. Considérons les composantes z des aimantations; elles sont à l'équilibre et les valeurs à l'équilibre sont données en vertu de(II.12) par: $M_{sz}^{eq} = \chi_s^o H_z$ et $M_{dz}^{eq} = \chi_d^o H_z$ (II.24)

Pour les composantes transverses, les écarts à l'équilibre (δm_s,δm_d) s'expriment en vertu de (II.11) comme:

$$\begin{cases} m_s = \delta m_s + \chi_s^o h \\ m_d = \delta m_d + \chi_d^o h \end{cases} \qquad (II.25)$$

Cherchant pour les composantes transverses des solutions de la forme $e^{i\omega t-kz}$, et exprimant que les composantes z sont à l'équilibre (relations (II.24)) les équations de Bloch pour m_s et m_d se réduisent à:

$$(II.26)\quad i\omega m_s = i\gamma_s(H_z+\lambda M_{dz}^{eq})\delta m_s - [\frac{1}{T_{sd}} + \frac{1}{T_{s\ell}} - D_s k^2]\delta m_s + \frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{1}{T_{ds}}\delta m_d - i\gamma_s \lambda M_{sz}^{eq}\delta m_d$$

$$(II.27)\quad i\omega m_d = i\gamma_d(H_z+\lambda M_{sz}^{eq})\delta m_d - [\frac{1}{T_{ds}} + \frac{1}{T_{d\ell}}]\delta m_d + \frac{\gamma_d}{\gamma_s}\frac{1}{T_{sd}}\delta m_s - i\gamma_d \lambda M_{dz}^{eq}\delta m_s$$

Substituant alors dans (II.26) et (II.27), m_s et m_d par leur expression (II.25), on obtient le système suivant d'équations de Bloch couplées pour les écarts à l'équilibre des aimantations transverses (δm_s, δm_d):

(II.28) Bloch:

$$\begin{cases} \delta m_s \left\{ i[\omega-\omega_s(1+\lambda\chi_d^o)] + \frac{1}{T_{sd}} + \frac{1}{T_{s\ell}} - D_s k^2 \right\} + \delta m_d \left\{ i\omega_s \lambda\chi_s^o - \frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{1}{T_{ds}} \right\} = -i\omega\chi_s^o h \\ \delta m_d \left\{ i[\omega-\omega_d(1+\lambda\chi_s^o)] + \frac{1}{T_{ds}} + \frac{1}{T_{d\ell}} \right\} + \delta m_s \left\{ i\omega_d\lambda\chi_d^o - \frac{\gamma_d}{\gamma_s}\frac{1}{T_{sd}} \right\} = -i\omega\chi_d^o h \end{cases}$$

où on a tenu compte des relations sur les composantes z à l'équilibre et où $\omega_s = \gamma_s H_z$ et $\omega_d = \gamma_d H_z$ comme précédemment.

Equations de Maxwell

Utilisant les équations de Maxwell et supposant un effet de peau normal (voir métal pur partie I), on déduit pour la composante transverse de l'aimantation totale de l'alliage: m_s+m_d, (cherchant des solutions de la forme $e^{i\omega t-kz}$) l'équation suivante

Maxwell: $m_s + m_d = -[1+\frac{i}{2}\delta^2 k^2]h$ (II.29) où δ est l'épaisseur de peau classique.

Comme, pour la recherche des modes de propagation de l'aimantation dans l'alliage, nous aurons à exprimer la compatibilité des équations de Bloch et de Maxwell, nous allons exprimer l'équation de Maxwell précédente en termes des écarts à l'équilibre δm_s, δm_d des aimantations transverses, pour les 2 formes de destination de relaxation.

Cas de la forme 1 : Etant données les expressions de m_s, m_d(II.21), on a :

$$m_s + m_d = (\chi_s+\chi_d)h + \frac{(1+\lambda\chi_d^o)}{(1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)}\,\delta m_s + \frac{(1+\lambda\chi_s^o)}{(1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)}\,\delta m_d$$

l'équation de Maxwell s'écrit alors :

$$\frac{\chi_s}{\chi_s^o}\,\delta m_s + \frac{\chi_d}{\chi_d^o}\,m_d = -\,[\chi_s + \chi_d + 1 + \frac{i}{2}\,\delta^2 k^2]h \qquad \text{(II.30)}$$

Cas de la forme 2 : Etant données les expressions de m_s, m_d(II.25) en fonction de $(\delta m_s, \delta m_d)$, l'équation de Maxwell devient :

$$\delta m_s + \delta m_d = -\,[\chi_s^o + \chi_d^o + 1 + \frac{i}{2}\,\delta^2 k^2]h \qquad \text{(II.31)}$$

En résumé, nous avons explicité le système des équations de Bloch couplées pour les écarts à l'équilibre des aimantations transverses (δm_s, δm_d), ceci pour les 2 formes envisagées de destination de la relaxation. Il se met sous la forme générale suivante :

$$\text{Bloch (II.32)} \quad \begin{cases} \varepsilon_s\,\delta m_s + \zeta_s\,\delta m_d = -\,\eta_s h \\ \zeta_d\,\delta m_s + \varepsilon_d\,\delta m_d = -\,\eta_d h \end{cases}$$

Les expressions des différentes quantités figurant dans ces équations sont données, pour chacune des formes de destination de la relaxation dans le tableau 1.a).
On note que les différentes quantités (ε_s, ζ_s, η_s, ε_d, ζ_d, η_d) apparaissant dans le système de Bloch (pour lesquelles on a utilisé la même notation que Barnes-Zitkova (56), au facteur multiplicatif i près) ont une expression simple, ce qui souligne le fait que, les équations de Bloch ayant été exprimées en termes des écarts à l'équilibre des aimantations transverses, ceux-ci (δm_s, δm_d) constituent les quantités physiques pertinentes.

Quantité	Forme 1	Forme 2
$\varepsilon_s = \Omega_s - D_s k^2$	$\frac{i[\omega-\omega_s(1+\lambda\chi_d^o)]}{1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o} + \frac{1}{T_{sd}} + \frac{1}{T_{s\ell}} - D_s k^2$	$i[\omega-\omega_s(1+\lambda\chi_d^o)] + \frac{1}{T_{sd}} + \frac{1}{T_{s\ell}} - D_s k^2$
$\varepsilon_d = \Omega_d$	$\frac{i[\omega-\omega_d(1+\lambda\chi_s^o)]}{1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o} + \frac{1}{T_{ds}} + \frac{1}{T_{d\ell}}$	$i[\omega-\omega_d(1+\lambda\chi_s^o)] + \frac{1}{T_{ds}} + \frac{1}{T_{d\ell}}$
ζ_s	$\frac{i\omega\lambda\chi_s^o}{1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o} - \frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{1}{T_{ds}}$	$i\omega_s\lambda\chi_s^o - \frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{1}{T_{ds}}$
ζ_d	$\frac{i\omega\lambda\chi_d^o}{1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o} - \frac{\gamma_d}{\gamma_s}\frac{1}{T_{sd}}$	$i\omega_d\lambda\chi_d^o - \frac{\gamma_d}{\gamma_s}\frac{1}{T_{sd}}$
η_s	$i\omega\chi_s$	$i\omega\chi_s^o$
η_d	$i\omega\chi_d$	$i\omega\chi_d^o$

Tableau 1.a) (Bloch)

où les quantités Ω_s, Ω_d sont définies par les relations $\varepsilon_s = \Omega_s - D_s k^2$, $\varepsilon_d = \Omega_d$ (II.33).

D'autre part, l'équation de Maxwell exprimée en termes de (δm_s, δm_d) se met sous la forme générale suivante :

Maxwell (II.34) $K_s\ \delta m_s + K_d\ \delta m_d = -(K + 1 + \frac{i}{2}\delta^2 k^2)h$

avec pour expression des différentes quantités, en fonction de la forme de destination de la relaxation, celles données par :

Tableau 1.b)
(Maxwell)

	K_s	K_d	K
forme 1	χ_s/χ_s^o	χ_d/χ_d^o	$\chi_s + \chi_d$
forme 2	1	1	$\chi_s^o + \chi_d^o$

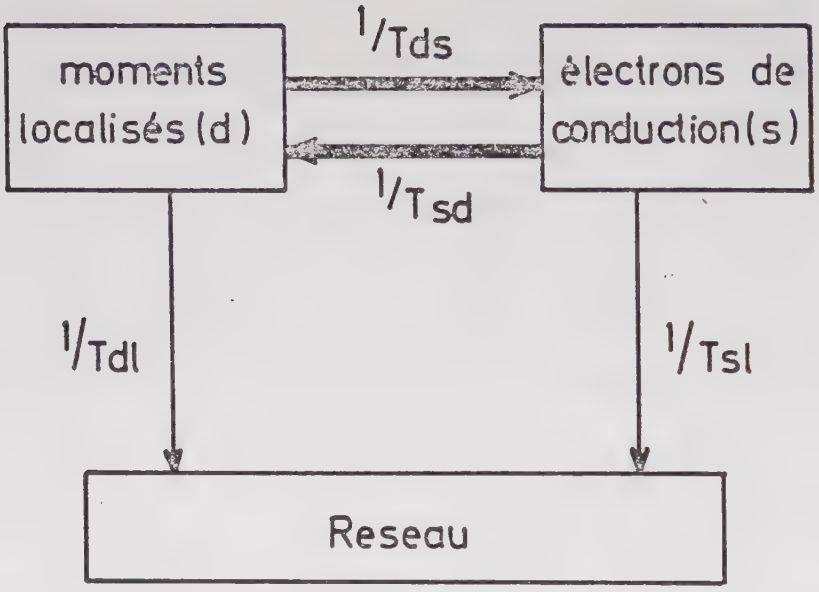


Figure : 2 Représentation schématique de la dynamique des systèmes de spin dans le modèle d'Hasegawa. L'interaction (s-d) assure un mécanisme de relaxation mutuel ($1/T_{ds}$ et $1/T_{sd}$) entre électrons de conduction et impuretés, qui échangent d'autre part de l'énergie avec le réseau à des taux respectifs ($1/T_{s\ell}$) et ($1/T_{d\ell}$).

B - FREQUENCES PROPRES DE RESONANCE DU SYSTEME : ANALYSE EN FONCTION DU REGIME DYNAMIQUE DE SPINS

Revenons au système des équations de Bloch couplées (II.32) qui s'exprime sous la forme générale suivante :

$$\begin{bmatrix} \Omega_s - D_s k^2 & \zeta_s \\ \zeta_d & \Omega_d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta m_s \\ \delta m_d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\eta_s h \\ -\eta_d h \end{bmatrix}$$

L'équation aux fréquences propres de résonance du système couplé moments localisés - électrons de conduction, correspondant aux modes normaux spatialement uniformes du système, est donnée par l'annulation du déterminant :

$$\Omega_s \Omega_d - \zeta_s \zeta_d = 0 \qquad \text{(II.35)}$$

où Ω_s, Ω_d définis par (II.33), ζ_s, ζ_d sont donnés dans le tableau 1.a).

Cette équation du second degré en ω, correspondant aux 2 degrés de liberté de spin du système, est de la forme : $\omega^2 - \omega P + Q = 0$, où P et Q sont explicités (voir annexe B) par les expressions (B.3) et (B.4) pour la forme 2 de destination de la relaxation, et par les expressions (B.51) et (B.52) pour la forme 1.

Comme nous l'avons rappelé en introduction, le thème central de l'analyse d'Hasegawa (51) résidait dans la discussion des fréquences propres de résonance du système, c.a.d. des solutions de l'équation du type ci-dessus (II.35), selon essentiellement la force respective du couplage d'échange entre les 2 systèmes de spins et de leur couplage avec le réseau. Une représentation schématique de la dynamique de spins, suivant Hasegawa, est illustrée sur la figure 2.
Nous avons exprimé l'équation aux fréquences propres de résonance (II.35) pour les 2 formes envisagées de destination de la relaxation et, selon une démarche analogue à celle d'Hasegawa, nous avons explicité les solutions de cette équation dans différents cas limites où une approximation est satisfaite et permet de

décrire, sous forme littérale, les solutions (complexes) de cette équation du 2é degré en ω: cette approximation (qui entraine une simplification du radical de cette équation) est liée, soit à la nature du régime dynamique de spins(que nous allons préciser ci-dessous), soit à l'ordre de grandeur relatif des susceptibilités des 2 systèmes de spins. Ce calcul et ses résultats sont présentés de manière détaillée dans l'annexe B.

Il est à remarquer, qu'étant donné le système d'équations de Bloch(II.7 et 8) constituant notre point de départ, des restrictions se trouvent levées par rapport aux hypothèses d'Hasegawa, à savoir $\gamma_s \neq \gamma_d$ et $\frac{1}{T_{d\ell}} \neq 0$. Cette situation, de même que celle relative aux différentes formes de destination de relaxation, a également été étudiée par divers auteurs pour ce qui est de l'explicitation des fréquences propres de résonance dans différents cas limites. Nous indiquerons ci-dessous, lors de la présentation de nos résultats, comment ceux-ci se comparent, de façon appropriée, à ceux de la littérature.

Dans notre démarche, illustrée dans l'annexe B, il s'agit essentiellement de décrire les fréquences propres de résonance aussi complètement que possible, c.a.d. dans les différents cas où elles peuvent être explicitées, la connaissance de ces fréquences jouant un rôle essentiel dans la description des signaux de résonance. D'autre part, l'examen des 2 formes pour la destination de la relaxation permet d'en décrire les implications respectives sur les résultats et offre un guide utile pour l'analyse des paramètres physiques déduits des expériences.

Nous allons donner ci-dessous les expressions des fréquences propres de résonance (complexes: $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$), dans le cadre de l'hypothèse de la forme 2 pour la destination de la relaxation, pour illustrer et commenter brièvement, de manière classique, les principaux cas limites correspondant à différentes situations de régime dynamique de spins de l'alliage.

Rappelant la définition des quantités $(\alpha,\beta,\gamma,\delta)$ que nous avons introduites en (B.5), par les relations:

$$(B.5)\quad \begin{cases} \alpha = \omega_s + i\,\dfrac{1}{T_{s\ell}} \\ \beta = \omega_d + i\,\dfrac{1}{T_{d\ell}} \end{cases} \qquad \begin{cases} \gamma = \lambda\chi_d^o\omega_s + i\,\dfrac{1}{T_{sd}} \\ \delta = \lambda\chi_s^o\omega_d + i\,\dfrac{1}{T_{ds}} \end{cases}$$

Il s'agit de comparer les termes liés à l'interaction d'échange (déplacements de fréquence, taux de relaxation) traduits par (γ,δ) à ceux associés aux fréquences "nues" de résonance des 2 systèmes de spin et à leur taux de relaxation vers le réseau, traduits par (α,β).

Cette comparaison nous permet de définir "le régime dynamique de spins" par lequel on peut caractériser le système couplé moments localisés-électrons de conduction. Nous classerons, selon ce critère, les différents systèmes que nous avons étudiés expérimentalement.

- 1^e cas limite: régime dynamique de "bottleneck" fort ou de couplage fort

Nous le caractérisons par l'inégalité: $| \gamma + \delta | >> | \alpha - \beta |$ (B.17)

qui correspond, explicitée, à la condition:

$$| (\lambda\chi_d^o\omega_s + \lambda\chi_s^o\omega_d) + i\,(\frac{1}{T_{sd}} + \frac{1}{T_{ds}}) | >> | (\omega_s - \omega_d) + i\,(\frac{1}{T_{s\ell}} - \frac{1}{T_{d\ell}}) |$$

Ce critère constitue une généralisation de la condition d'Hasegawa (51), le cas limite de "bottleneck" fort y étant caractérisé par la condition: $\frac{1}{T_{sd}} >> \frac{1}{T_{s\ell}}$

(dans le cadre des hypothèses d'Hasegawa: $\gamma_s = \gamma_d$; $\frac{1}{T_{d\ell}} = 0$; $\chi_d^o >> \chi_s^o$ et pour $\lambda\chi_d^o\omega_s \frac{1}{T_{sd}}$, on note que la condition générale (B.17) se réduit effectivement à: $\frac{1}{T_{sd}} >> \frac{1}{T_{s\ell}}$).

Dans ce régime de couplage fort l'interaction d'échange entre les 2 systèmes de spins est suffisamment forte pour que les termes qui lui sont associés (déplacements de fréquence, taux de relaxation) dominent largement les termes de relaxation vers le réseau* de ces systèmes et la différence des fréquences propres de résonance (ω_s, ω_d) qu'ils possèdent en l'absence de couplage. Dans la pratique, la satisfaction de l'inégalité précédente(B.17) implique que ces fréquences "nues" ω_s et ω_d soient suffisamment voisines.

Dans ce régime de "bottleneck" fort, chaque fréquence propre $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$ resp., devrait être décrite rigoureusement par une combinaison linéaire de 2 types de solutions formellement différentes, correspondant aux situations limites où dans l'échange, la partie de champ moléculaire domine la partie relaxation (et l'inverse); en fait, dans la mesure où γ_s et γ_d sont très voisins, les 2 formes précédentes (illustrées en (B.28) et (B.29)) sont pratiquement identiques et par suite on

---

* Pour caractériser le régime de couplage fort, il apparaît physiquement plus naturel de comparer l'ensemble des termes d'échange (champs moléculaires, taux de relaxation) couplant les 2 systèmes de spins à la séparation en fréquence et au recouvrement des raies de résonance"nues" de ces 2 systèmes de spins, c.a.d.d'utiliser la condition: $| \gamma + \delta | >> | (\omega_s - \omega_d) + i\,(\frac{1}{T_{s\ell}} + \frac{1}{T_{d\ell}}) |$. Notons que cette condition, plus restrictive, implique que (B.17) soit satisfaite: c'est cette dernière condition que nous utilisons car elle conduit à un traitement mathématique beaucoup plus simple pour le calcul et l'explicitation des fréquences propres de résonance (voir annexe B)

décrit, dans le cadre où la condition $\left|\frac{\gamma_s}{\gamma_d} - 1\right| \ll 1$ est satisfaite, les fréquences propres de résonance $(\tilde{\omega}_1, \tilde{\omega}_2)$ dans le régime de "bottleneck" fort par les expressions suivantes:

* pour $\tilde{\omega}_2$:(B.30)

$$\omega_2 = \mathrm{Re}\,\tilde{\omega}_2 = \frac{(\omega_d\chi_d^o+\omega_s\chi_s^o)}{(\chi_d^o+\chi_s^o)} \quad \text{et} \quad \frac{1}{T_2} = \mathrm{Im}\,\tilde{\omega}_2 = \frac{(\frac{1}{T_{d\ell}}\chi_d^o + \frac{1}{T_{s\ell}}\chi_s^o)}{(\chi_d^o + \chi_s^o)}$$

* pour $\tilde{\omega}_1$: (B.31)

$$\omega_1 = \mathrm{Re}\,\tilde{\omega}_1 = \frac{(\chi_d^o\omega_s+\chi_s^o\omega_d)}{(\chi_d^o+\chi_s^o)} + \lambda(\chi_d^o\omega_s+\chi_s^o\omega_d) \text{ et } \frac{1}{T_1} = \mathrm{Im}\tilde{\omega}_1 = \frac{(\chi_d^o\frac{1}{T_{s\ell}}+\chi_s^o\frac{1}{T_{d\ell}})}{(\chi_d^o+\chi_s^o)} + \frac{1}{T_{sd}} + \frac{1}{T_{ds}}$$

Si l'on examine les modes de précession libre des aimantations s et d auxquels correspondent ces fréquences propres $(\tilde{\omega}_1, \tilde{\omega}_2)$, on a la relation d'après (II.32) (annulant les seconds membres): $\frac{\delta m_d}{\delta m_s} = -\frac{\Omega_s}{\zeta_s}$ où en vertu du tableau 1.a) :

$$\Omega_s = i\,[\omega-\omega_s(1+\lambda\chi_d^o)] + \frac{1}{T_{s\ell}} + \frac{1}{T_{sd}} \quad \text{et} \quad \zeta_s = i\omega_s\lambda\chi_s^o - \frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{1}{T_{ds}}$$

- Ainsi pour $\tilde{\omega} = \tilde{\omega}_2$: $\Omega_s(\tilde{\omega}_2) \simeq (-i\lambda\chi_d^o\omega_s + \frac{1}{T_{sd}})$

et par suite: $\frac{\delta m_d}{\delta m_s} = -\frac{\Omega_s}{\zeta_s} \simeq \frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}$ (tenant compte de la relation de bilan détaillé)

Dans ce mode correspondant à $\tilde{\omega}_2$, les aimantations s et d précessent en phase, restant parallèles l'une à l'autre (le champ moléculaire n'affectant pas de ce fait leur fréquence de précession): c'est l'équivalent d'un mode "acoustique" pour le système.

Dans $\tilde{\omega}_2$, les facteurs de pondération sont les susceptibilités χ_s^o et χ_d^o des 2 systèmes de spins; son expression correspond à celle décrite dans la littérature (voir par exemple les références (72,73,57).

- pour $\omega = \tilde{\omega}_1$ (B.31) : $\Omega_s(\tilde{\omega}_1) \simeq i\lambda\chi_s^o\omega_d - \frac{1}{T_{ds}}$ et par suite: $\frac{\delta m_d}{\delta m_s} = -\frac{\Omega_s}{\zeta_s} \simeq -1$

Dans ce mode correspondant à $\tilde{\omega}_1$, les aimantations s et d précessent dans des directions opposées et l'aimantation transverse totale qui précesse est pratiquement nulle: c'est l'équivalent d'un mode "optique" pour le système. Dans $\tilde{\omega}_1$ apparait le fort couplage d'échange entre les 2 systèmes de spins, au niveau du déplacement de fréquence et de la relaxation.

Forme 1 de destination de la relaxation(incluant l'échange)

Les expressions que nous obtenons, dans le régime de "bottleneck" fort, pour les fréquences propres correspondantes $\tilde{\omega}_2$ (B.76,77) et $\tilde{\omega}_1$ (B.78) sont semblables à celles obtenues, par exemple, par Walker (74) ou Alquié (75). Très proches des expressions correspondantes, relatives au cas de la forme 2 de destination de la relaxation(présentées ci-dessus), elles mettent en jeu, pour les susceptibilités et les taux de relaxation, des quantités augmentées par l'échange s.d; il est à noter la différence de pondération dans la fréquence réelle et le taux de relaxation correspondant (comparer par exemple ω_2 et $1/T_2$), cette dissymétrie entre partie réelle et partie imaginaire se manifestant d'ailleurs de manière générale dans ce problème de la détermination des fréquences propres de résonance du système couplé moments localisés-électrons de conduction(voir également ci-dessous cas limite du couplage faible) et traduisant de manière subtile l'influence de la destination de la relaxation.

- 2e cas limite : régime dynamique de couplage faible

Nous le caractérisons par l'inégalité: $|\gamma + \delta| << |\alpha - \beta|$ (B.32)

Dans ce régime les termes de relaxation vers le réseau ou la différence des fréquences de résonance(ω_s, ω_d) des 2 systèmes de spins (si γ_s est très différent de γ_d) sont largement dominants par rapport aux termes liés à l'échange. L'interaction d'échange ne couple que faiblement les 2 systèmes de spins.

Les fréquences propres de résonance*, dans ce régime de couplage faible, sont données par les expressions classiques suivantes:

(B.33)
$$\tilde{\omega}_1 \begin{cases} \omega_1 = \mathrm{Re}\tilde{\omega}_1 = \omega_s(1+\lambda\chi_d^o) \\ \dfrac{1}{T_1} = \mathrm{Im}\tilde{\omega}_1 = \dfrac{1}{T_{s\ell}} + \dfrac{1}{T_{sd}} \end{cases} \quad \text{et} \quad \tilde{\omega}_2 \begin{cases} \omega_2 = \mathrm{Re}\tilde{\omega}_2 = \omega_d(1+\lambda\chi_s^o) \\ \dfrac{1}{T_2} = \mathrm{Im}\tilde{\omega}_2 = \dfrac{1}{T_{d\ell}} + \dfrac{1}{T_{ds}} \end{cases}$$

c'est à dire des fréquences propres de résonance associées, respectivement, au système des électrons de conduction($\tilde{\omega}_1$) et à celui des moments localisés ($\tilde{\omega}_2$).

---

* Dans tout ce chapitre(et ceux qui lui feront référence) on a désigné par $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$ les 2 fréquences propres(complexes) de résonance du système et par suite par $1/T_1$, $1/T_2$ les taux de relaxation correspondants: ces taux de relaxation se rapportent aux aimantations transverses du système. Il convient de ne pas confondre cette notation avec une notation usuelle de résonance qui consiste à décrire les taux de relaxation des aimantations longitudinale et transverse, respectivement par $1/T_1$ et $1/T_2$.
Pour le système moments localisés-électrons de conduction, les différents taux de relaxation qui interviennent sont identiques pour les composantes longitudinales et transverses des aimantations, comme l'indique la forme des équations de Bloch(II.1), (II.2) que nous avons considérées au départ.

L'effet, pour le déplacement de fréquence et la relaxation, de la perturbation engendrée par l'interaction s.d sur la résonance des moments localisés, par exemple, est tout à fait l'analogue de celui lié à l'interaction hyperfine couplant les spins nucléaires de la matrice et les électrons de conduction d'un métal et qui se manifeste, pour ces spins nucléaires, respectivement par le déplacement de Knight et la relaxation de Korringa.

Forme 1 de destination de la relaxation(incluant l'échange)

Dans ce régime de couplage faible, les solutions $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$ possèdent la même structure que (B.33), correspondant essentiellement au même contenu physique. Nous mettons en évidence, en examinant deux cas particuliers de situation de couplage faible, que l'effet des corrections de champ moléculaire liées à l'interaction s.d manifeste, dans ces 2 cas, par des expressions légèrement différentes de $\tilde{\omega}_1$, et $\tilde{\omega}_2$.

- dans la situation où le couplage faible est réalisé essentiellement par l'ordre de grandeur de $\frac{1}{T_{s\ell}}$, γ_s étant voisin de γ_d et $\frac{1}{T_{s\ell}} >> \frac{1}{T_{d\ell}}$, les fréquences $\tilde{\omega}_1$ et $\tilde{\omega}_2$ sont données, respectivement, par les expressions approchées (B.84) et (B.85).
- dans la situation où le couplage faible est réalisé essentiellement par la différence des fréquences $(\omega_s - \omega_d)$, c'est à dire que l'on a: $|\omega_s - \omega_d| >> \frac{1}{T_{s\ell}}$ ou $\frac{1}{T_{d\ell}}$, les fréquences $\tilde{\omega}_1$ et $\tilde{\omega}_2$ sont données par les expressions approchées (B.86) et (B.87).

- 3e cas: régime dynamique de couplage intermédiaire

Outre les 2 cas limite de régime dynamique de spins envisagés précédemment, il y a une autre situation dans laquelle on peut donner une forme explicite des racines $(\tilde{\omega}_1, \tilde{\omega}_2)$: c'est lorsqu'en régime de couplage intermédiaire, l'un des systèmes de spin a une susceptibilité beaucoup plus grande que celle de l'autre.
Nous donnons ci-dessous les expressions de $\tilde{\omega}_1, \tilde{\omega}_2$ dans le cas où la susceptibilité du système des moments localisés est dominante. On se place donc dans la situation d'un régime dynamique de couplage intermédiaire, c'est à dire que les quantités $|\gamma+\delta|$ et $|\alpha-\beta|$ sont du même ordre de grandeur et dans le cas où γ_s peut être quelconque par rapport à γ_d. On suppose que la susceptibilité χ_d^o des moments localisés est beaucoup plus grande que celle χ_s^o du système des électrons de conduction au point que les inégalités suivantes soient satisfaites:
$\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\frac{\gamma_s}{\gamma_d} >> 1$ et $\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}(\frac{\gamma_s}{\gamma_d})^2 >> 1$, c'est à dire, en d'autres termes, que l'on a l'inégalité suivante: $|\gamma| >> |\delta|$ (B.35). Dans ces conditions les solutions $\tilde{\omega}_1$ et $\tilde{\omega}_2$ sont données par:

$$\tilde{\omega}_1 \quad (B.37)\begin{cases} \omega_1 = \omega_s + \chi_d^o\omega_s + \lambda\chi_s^o\omega_d(1-p) - [(\omega_s-\omega_d)\dfrac{\chi_s^o\gamma_d}{\chi_d^o\gamma_s}]q + [(\dfrac{1}{T_{s\ell}} - \dfrac{1}{T_{d\ell}})\dfrac{\chi_s^o\gamma_d}{\chi_d^o\gamma_s}]r \\ \dfrac{1}{T_1} = \dfrac{1}{T_{s\ell}} + \dfrac{1}{T_{sd}} + \dfrac{1}{T_{ds}}(1-p) - [(\dfrac{1}{T_{s\ell}} - \dfrac{1}{T_{d\ell}})\dfrac{\chi_s^o\gamma_d}{\chi_d^o\gamma_s}]q - [(\omega_s-\omega_d)\dfrac{\chi_s^o\gamma_d}{\chi_d^o\gamma_s}]r \end{cases}$$

$$\tilde{\omega}_2 \quad (B.38)\begin{cases} \omega_2 = \omega_d + \lambda\chi_s^o\omega_d\, p + [(\omega_s-\omega_d)\dfrac{\chi_s^o\gamma_d}{\chi_d^o\gamma_s}]q - [(\dfrac{1}{T_{s\ell}} - \dfrac{1}{T_{d\ell}})\dfrac{\chi_s^o\gamma_d}{\chi_d^o\gamma_s}]\, r \\ \dfrac{1}{T_2} = \dfrac{1}{T_{d\ell}} + \dfrac{1}{T_{ds}}\, p + [(\dfrac{1}{T_{s\ell}} - \dfrac{1}{T_{d\ell}})\dfrac{\chi_s^o\gamma_d}{\chi_d^o\gamma_s}]q + [(\omega_s-\omega_d)\dfrac{\chi_s^o\gamma_d}{\chi_d^o\gamma_s}]\, r \end{cases}$$

où les quantités p, q, r sont décrites par:

$$p = \frac{[(\omega_s-\omega_d)^2 + (\frac{1}{T_{s\ell}} - \frac{1}{T_{d\ell}})^2]}{D} \quad ; \quad q = \frac{[(\lambda\chi_d^o\omega_s)^2 + \frac{\gamma_d}{\gamma_s}(\frac{1}{T_{sd}})^2]}{D}$$

$$r = \frac{(\lambda\chi_d^o{}_s)\frac{1}{T_{sd}}(\frac{\gamma_d}{\gamma_s} - 1)}{D} \quad ;\text{avec } D = [(\omega_s-\omega_d) + \lambda\chi_d^o\omega_s]^2 + [(\frac{1}{T_{s\ell}} - \frac{1}{T_{d\ell}}) + \frac{1}{T_{sd}}]^2$$

Les coefficients q, p (>0) indiquent dans la solution quelle est la proportion, respectivement, de la forme de la solution de "bottleneck" fort et de la forme de la solution de couplage faible. Les coefficients(p,q,r) sont des indicateurs du degré de couplage entre les 2 systèmes de spins. Ainsi dans les cas limites de régime dynamique de spins on aura:

- régime de "bottleneck" fort : $q \simeq 1$ (pour $\gamma_s \simeq \gamma_d$) ; $p \ll 1$; $r \ll 1$
- régime de couplage faible : $p \simeq 1$; $q \ll 1$; $r \ll 1$

On remarque également que le coefficient r (qui a le signe de $\lambda(\frac{\gamma_d}{\gamma_s} - 1)$) ne joue un rôle que si γ_s et γ_d sont très différents. Il est associé dans les solutions à des termes croisés(influence des termes de relaxation dans le déplacement de fréquence et réciproquement).

Les expressions précédentes (B.37) et (B.38) correspondent à une généralisation du calcul d'Hasegawa au cas où γ_s et γ_d sont supposés différents et $1/T_{d\ell} = 0$, on aboutit pour la fréquence de résonance et le taux de relaxation à des expressions identiques à celles d'Hasegawa (51).

C - MODES PROPRES DE PROPAGATION DE L'AIMANTATION

Il s'agit maintenant de déterminer les modes propres de propagation de l'aimantation du système couplé(s.d). Nous avons vu(partie A) que, cherchant pour les composantes transverses des aimantations des solutions qui se propagent, en $e^{i\omega t-kz}$, les écarts à l'équilibre (δm_s, δm_d) satisfont au système d'équations caractéristiques suivant:

$$\text{(II.32) Bloch :} \begin{cases} (\Omega_s - D_s Q)\ \delta m_s + \zeta_s\ \delta m_d = -\eta_s h & \text{(II.36)} \\ \zeta_d\ \delta m_s + \Omega_d\ \delta m_d = -\eta_d h & \text{(II.37)} \end{cases}$$

et d'autre part l'équation de Maxwell (II.34) : $K_s\ \delta m_s + K_d\ \delta m_d = -[1+K+\frac{i\,\delta^2}{2}\,Q]h$

où on a posé $Q = k^2$ et où les expressions des coefficients apparaissant dans ces équations sont données dans le tableau 1(a,b), pour les 2 formes de destination de la relaxation envisagées.

Du fait que seuls les électrons s diffusent($D_s \neq 0$) il n'y a qu'un seul mode spin de propagation de l'aimantation dans l'alliage et l'on peut traduire à partir de (II.32) et de (II.34) les équations de Bloch et de Maxwell effectives auxquelles satisfait l'aimantation δm_s en fonction de h.

L'équation (II.37) donne: $\delta m_d = \frac{1}{\Omega_d}\ [-\eta_d h - \zeta_d\ \delta m_s\ ]$ (II.38)

Par substitution de (II.38) dans (II.36) on obtient ainsi l'équation de Bloch à laquelle satisfait δm_s:

$$\text{Bloch:}\quad \delta m_s\ [\frac{(\Omega_s\Omega_d - \zeta_s\zeta_d)}{\Omega_d} - D_s\ Q\ ] = -h[\eta_s - \eta_d\ \frac{\zeta_s}{\Omega_d}\ ] \qquad \text{(II.39)}$$

De même, par substitution de (II.38) dans (II.34) on obtient l'équation de Maxwell à laquelle satisfait δm_s:

$$\text{Maxwell:}\quad (K_s - K_d\ \frac{\zeta_d}{\Omega_d}\ )\ \delta m_s = [1 + K - \frac{K_d\eta_d}{\Omega_d} + i\ \frac{\delta^2}{2}\ Q\ ](-h) \qquad \text{(II.40)}$$

La détermination des modes propres de propagation de l'aimantation δm_s (modes "courant" et "spin") est alors formellement identique à celle d'un métal pur (voir chap.I.A.2.b) (et nous reprenons ci-dessous les mêmes notations)

1 - Modes "courant" et "spin" non couplés:

Examinons tout d'abord les modes "courant" et "spin" non couplés de l'aimantation δm_s:

- mode spin non couplé au mode courant

Le carré du vecteur d'onde du mode spin non couplé $Q_2^o = (k_2^o)^2$ est donné en vertu de l'équation de Bloch (II.39) à laquelle satisfait δm_s, par:

$$Q_2^o = \frac{1}{D_s} \frac{[\Omega_s \Omega_d - \zeta_s \zeta_d]}{\Omega_d} \qquad (II.41)$$

et possède un caractère résonant en ω. (Il pourrait être explicité en termes des fréquences propres de résonance $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$ du système (sd), $\Omega_s(\omega)\ \Omega_d(\omega) - \zeta_s \zeta_d = 0$ étant l'équation aux fréquences propres de l'alliage).

- mode courant non couplé au mode spin

Le carré du vecteur d'onde du mode courant non couplé $Q_1^o = (k_1^o)^2$ est donné, à partir de l'équation de Maxwell (II.40) à laquelle satisfait δm_s, par l'annulation:

$$0 = [1 + K - \frac{K_d \eta_d}{\Omega_d} + \frac{i\delta^2}{2} Q_1^o]$$

ce qui donne:

$$Q_1^o = \frac{2i}{\delta^2} [1 + K - \frac{K_d \eta_d}{\Omega_d}] \qquad (II.42)$$

En fonction de ces modes courant et spin non couplés, les équations de Bloch (II.39) et de Maxwell (II.40) relatives à δm_s peuvent se réécrire respectivement comme:

$$\underline{\text{Bloch}}: (II.43) \quad \delta m_s = (-h) \frac{Q_{diff}}{[Q_2^o - Q]} \quad \text{où on a posé:} \quad Q_{diff} = \frac{[\eta_s - \eta_d \frac{\zeta_s}{\Omega_d}]}{D_s} \qquad (II.44)$$

$$\underline{\text{Maxwell}}: (II.45) \quad \delta m_s = (-h) \frac{[Q_1^o - Q]}{Q_{ct}}$$

où on a posé: $Q_{ct} = Q_{c\ell}(K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d})$ (II.46), $Q_{c\ell} = \frac{2i}{\delta^2}$ (II.47) correspondant à l'effet de peau classique que l'on aurait en l'absence d'aimantation.

2 - Equation aux modes propres de propagation pour δm_s: modes courant et spin couplés

L'équation aux modes propres de propagation pour l'aimantation δm_s, rendant compatible (Bloch: II.43) et (Maxwell: II.45) s'écrit alors:

$$[Q - Q_1^o]\ [Q - Q_2^o] - Q_{diff}\ Q_{ct} = 0 \qquad (II.48)$$

c'est à dire une équation du 2e degré en Q, de la forme: $Q^2 - S\,Q + P = 0$ (II.49)

avec: $S = Q_1^o + Q_2^o$; $P = Q_1^o Q_2^o - Q_{diff} Q_{ct}$

et dont le discriminant Δ s'écrit: $\Delta = (Q_1^o - Q_2^o)^2 + 4 Q_{diff} Q_{ct}$

Nous allons montrer que, pour l'aimantation δm_s de l'alliage, le couplage entre modes courant et spin est faible, comme dans le cas d'un métal pur paramagnétique (Chap I), ce qui va nous permettre de décrire explicitement, au 1er ordre par rapport à ce couplage, les solutions Q_1, Q_2 de l'équation (II.49) correspondant aux modes courant et spin couplés et les susceptibilités correspondantes (β_1, β_2) Cette condition de faible couplage entre modes courant et spin est réalisée si l'approximation suivante est satisfaite

$$(AP.2) \qquad \left| \frac{4 Q_{diff} Q_{ct}}{(Q_1^o - Q_2^o)^2} \right| << 1$$

Considérons le rapport:

$$r = \left| \frac{Q_{diff} Q_{ct}}{Q_1^o Q_2^o} \right| \simeq \left| \frac{(K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d})(\eta_s - \eta_d \frac{\zeta_s}{\Omega_d})}{\frac{\Omega_s \Omega_d - \zeta_s \zeta_d}{\Omega_d}} \right| \qquad (II.50)$$

où on a traduit les expressions des différentes quantités Q_1^o (II.42), Q_2^o (II.41), Q_{diff}(II.44), Q_{ct}(II.46).

Explicitant les différentes quantités intervenant dans le rapport r (II.50) précédent, on peut voir (voir annexe B) que, quelque soit le régime dynamique de spins de l'alliage, ce rapport r<< 1. Ceci résulte essentiellement du fait que, au voisinage des résonances observables, des conditions du type $\chi\omega T << 1$, comme dans le cas du métal pur, sont satisfaites.(χ représente cette fois la susceptibilité des électrons de conduction ou celle des moments localisés, et T un temps de relaxation approprié). La réalisation de ces conditions du type $\chi\omega T << 1$ est due à la petitesse des susceptibilités des électrons de conduction χ_s et des moments localisés χ_d(aux concentrations courantes, pas trop élevées).

Ainsi, de l'ordre de grandeur de r (II.50)<< 1, il s'ensuit que l'approximation (AP.2) est satisfaite, c'est à dire que, pour l'aimantation δm_s de l'alliage, la condition de faible couplage entre modes courant et spin est réalisée.

Par suite, au 1er ordre en l'approximation(AP.2), les racines de (II.49) sont données par:

* mode"courant": $Q_1 = k_1^2 = Q_1^o + \frac{Q_{diff} Q_{ct}}{(Q_1^o - Q_2^o)}$ (II.51)

* mode "spin" : $Q_2 = k_2^2 = Q_2^o - \frac{Q_{diff} Q_{ct}}{(Q_1^o - Q_2^o)}$ (II.52)

Les susceptibilités β_j relatives à chacun de ces modes $j = 1,2$, définies par: $\delta m_j = \beta_j h_.$, sont données par (utilisant l'équation de Bloch(II.43) ou celle de Maxwell (II.45)):

$$(j = 1,2) \quad \beta_j = \frac{-Q_{diff}}{(Q_2^o - Q_j)} = \frac{-(Q_1^o - Q_j)}{Q_{ct}} \qquad (II.53)$$

Tenant compte des expressions données plus haut de Q_1 (II.51) et Q_2 (II.52), au 1^e ordre en (AP.2), on déduit:

$$\text{mode "courant"} : \quad \beta_1 = \frac{Q_{diff}}{(Q_1^o - Q_2^o)} = \frac{(\eta_s - \eta_d \frac{\zeta_s}{\zeta_d})}{D_s} \frac{1}{(Q_1^o - Q_2^o)} \qquad (II.54)$$

$$\text{mode "spin"} : \quad (-\beta_2) = \frac{(Q_1^o - Q_2^o)}{Q_{ct}} = \frac{(Q_1^o - Q_2^o)}{Q_{c\ell}(K_s - K_d \frac{\zeta_s}{\zeta_d})} \quad (II.55) \text{ où } Q_{c1} = \frac{2i}{\delta^2} \quad (II.47)$$

où Q_1^o (II.42) et Q_2^o (II.41) sont les carrés des vecteurs d'onde des modes non couplés.

D - SIGNAUX DE RESONANCE OBSERVABLES EN REFLEXION ET EN TRANSMISSION

1) - Introduction

Comme nous l'avons indiqué en introduction de ce chapitre, le point de départ de notre réflexion théorique sur le problème de la résonance du système moments localisés-électrons de conduction résidait dans la considération d'un certain nombre de résultats expérimentaux obtenus sur de tels systèmes, tant par la technique de réflexion que par celle de transmission. Donnons quelques exemples de ces résultats expérimentaux, apparus ces dernières années dans la littérature, relatifs à l'étude d'alliages dilués homogènes.

En transmission, sur des alliages dilués d'AgEr(58,59) et d'AgDy(76), c'est à dire des systèmes où γ_s est très différent de γ_d et où le régime dynamique de spins est de couplage faible, on observe expérimentalement, en plus d'une raie de résonance dont la position correspond à un facteur g voisin de celui des électrons de conduction de la matrice Ag, une raie associée à la résonance des moments localisés(Er ou Dy), à basse température .

En transmission, sur des alliages dilués de CuMn et d'AgMn (57,72), la raie de résonance unique observée, de forme semblable à celle d'un métal pur à suffisamment haute température, présente à basse température une asymétrie intrinsèque, cette asymétrie s'accentuant à mesure que la température diminue (on entend par là qu'il n'existe pas de choix de la référence, sur laquelle le signal transmis est projeté, qui donne une forme de raie parfaitement symétrique en champ comme c'est

le cas pour un métal pur ou pour l'alliage à suffisamment haute température). Un autre exemple typique est constitué par le système AgGd (dilué, concentration < 1000ppm): des expériences de réflexion(61) mettaient en évidence, selon la concentration, une ou deux raies de résonance dans le spectre(l'une correspondant à un facteur g≃2, l'autre à un g ≃ 2.08). D'autre part, situation apparemment paradoxale, des expériences de réflexion et de transmission (60) sur un même échantillon de faible concentration faisaient apparaître 2 raies de résonance en réflexion et une seule en transmission(celle correspondant à un facteur g ≃ 2).

D'un autre côté, dans notre propre étude expérimentale en transmission sur des alliages inhomogènes préparés par implantation ionique, entreprise à la suite de notre travail de thèse de 3^{e}cycle(77) qui portait sur le CuMn implanté, le comportement en résonance, par transmission, du système AgGd implanté apparaissait beaucoup moins simple que celui du CuMn(une description détaillée des observations expérimentales sur le système AgGd implanté sera donnée au chapitre VI). De ces premières expériences sur l'AgGd implanté il ressortait clairement que les difficultés que nous rencontrions au niveau de l'interprétation des spectres de résonance, par comparaison notamment au cas du CuMn implanté, étaient liées au fait que la description, jusqu'alors donnée, de la résonance dans un alliage dilué homogène s'avérait insuffisante et que l'on devait, dès lors, s'attacher à en donner une description plus complète.

- Une contribution théorique essentielle, pour la compréhension des spectres de résonance observés dans les systèmes moments localisés-électrons de conduction, a été fournie récemment par Fredkin et Schultz(62). Ils mettent clairement en relief les éléments à considérer pour effectuer une analyse correcte des spectres expérimentaux observés et discutent les implications qui en résultent au niveau des spectres de résonance obtenus soit par réflexion, soit par transmission. Comme ils le soulignent, une large majorité des travaux expérimentaux(notamment en réflexion) sur les systèmes moments localisés-électrons de conduction a été analysée, dans la littérature, en terme de la susceptibilité dynamique $\chi(\omega)$(calculée en fonction d'un modèle donné). Une analyse courante consiste à identifier la position et la largeur des résonances observées à la partie réelle et imaginaire(resp.) des pôles complexes de $\chi(\omega)$(plus précisément les zéros de son dénominateur résonant). Or deux considérations, souvent négligées, sont importantes pour la description des signaux de résonance: la prise en compte de la diffusion des électrons de conduction et du problème des conditions aux limites pour le milieu considéré. Comme ils l'indiquent, ne pas inclure ces deux points entraîne la suppression de la dépendance en vecteur d'onde de la susceptibilité $\chi(q,\omega)$ dont la discussion est nécessaire pour la compréhension des spectres observés . D'une façon générale, dans

le milieu métallique, l'aimantation radiofréquence, en un point x, M(x) est reliée au champ radiofréquence par une relation non locale du type:
$M(x) = \int dx'\ G(x,x',\omega)\ H(x')$, où $G(x,x',\omega)$ est reliée à $\chi(q,\omega)$. Le champ radiofréquence varie sur l'échelle de longueur δ, l'épaisseur de peau. Pour résumer brièvement la discussion qualitative de Fredkin et Schultz, disons que pour le système moments localisés-électrons de conduction on s'attend à ce que M(x) soit composé:d'une partie, produite par le champ magnétique dans l'épaisseur de peau δ, variant sur une grande échelle de longueur δ_{eff}(la longueur de diffusion de spin), associée à la diffusion des électrons de conduction, et qui correspondra à la résonance du système couplé (en l'absence d'impuretés c'est cette composante de l'aimantation qui donne lieu à la résonance des électrons de conduction d'un métal C.E.S.R.); d'autre part, d'une partie résonante variant rapidement avec x sur l'échelle δ,décrite grossièrement par $\chi(\delta^{-1},\omega)H(x)$ et pour $\delta \to 0$ par $\chi(\infty,\omega)H(x)$, correspondant à l'excitation point par point des spins par le champ radiofréquence et due à la présence des impuretés fixes dans l'épaisseur de peau (l'analogue du signal NMR pour les spins nucléaires dans un métal).

- Fredkin et Schultz(62) expriment alors les résultats de leur investigation théorique sur le système moments localisés-électrons de conduction sous la forme des impédances de surface qui servent à décrire, respectivement, les signaux observables dans des expériences de réflexion et de transmission. De par la forme de ces expressions on peut noter que la méthode de résolution suivie (du moins celle qui apparait dans cette lettre et dont seuls les résultats sont donnés) s'apparente à la méthode "Dysonienne"(3) de résolution du problème, méthode également suivie, par exemple, par Lampe et Platzman(10) pour le cas du métal pur, et qui prend donc correctement en compte l'effet de peau, la diffusion des électrons de conduction et les conditions aux limites. La comparaison de leur description théorique à l'expérience est illustrée sur le cas de l'AgGd(expériences citées plus haut): les spectres théoriques(correspondant à la transmission et à la réflexion) sont simulés à l'ordinateur et permettent de rendre compte de manière très satisfaisante des spectres observés expérimentalement(étude en fonction de la concentration de l'alliage), soulignant ainsi l'importance, pour une bonne compréhension des spectres expérimentaux observés dans les alliages dilués, de la prise en considération de la dépendance en vecteur d'onde de la susceptibilité.

Comme nous l'avons vu pour le cas d'un métal pur(voir chap.I.A.2°)), pour calculer les impédances de surface à partir desquelles on décrit les signaux de résonance observables en réflexion et en transmission, il existe une autre méthode, équivalente à celle de Dyson et prenant proprement en compte cette dépendance en vecteur d'onde de la susceptibilité: elle s'appuie sur une description hydrodynamique de la résonance des électrons de conduction du métal et passe par la

recherche des modes propres de propagation de l'aimantation à l'intérieur du métal et des susceptibilités correspondantes. Dans notre démarche sur le système moments localisés-électrons de conduction, nous avons précisément suivi cette méthode: nous avons déterminé les modes propres de propagation de l'aimantation du système(à partir des équations caractéristiques de Bloch et de Maxwell)(voir partie C précédente) et nous donnons ci-dessous, ayant tenu compte des conditions aux limites, les expressions des impédances caractéristiques Z^{in}, Z^{out} servant à décrire les signaux observables en réflexion et en transmission.

C'est selon une formulation semblable que Pifer et Longo(1971)(78) se sont efforcés de décrire, de manière générale, les formes de raie attendues en réflexion et en transmission sur les systèmes moments localisés-électrons de conduction. Cependant les expressions qu'ils donnent des vecteurs d'onde des modes courant et spin et des quantités correspondantes sont assez compliquées et très difficiles à "lire" physiquement (ils examinent en outre l'éventualité d'une interaction hyperfine entre les spins électroniques et les spins nucléaires associés aux atomes d'impuretés).
Aussi leur discussion s'appuie-t-elle largement sur une analyse numérique des spectres théoriques simulés à l'ordinateur; sur ces spectres théoriques on peut reconnaître les principaux effets que nous aurons à discuter et dont l'origine a été, pour l'essentiel, appréhendée par ces mêmes auteurs.(Ils se sont principalement intéressés, pour la comparaison à l'expérience, au cas du CuMn).

Nous verrons ci-dessous, qu'au terme de notre démarche, on aboutit, pour la description des signaux observables en réflexion et en transmission sur le système moments localisés-électrons de conduction, à une formulation littérale explicite beaucoup plus simple et de "lecture" physique plus aisée. La relative simplicité de nos résultats tient essentiellement, nous semble-t-il, aux deux points suivants:
- nous avons exprimé les équations caractéristiques de Bloch et de Maxwell du système (s.d) en termes des écarts à l'équilibre instantané local des aimantations transverses(δm_s, δm_d) (voir partie A.2°)).
- nous avons tenu compte de la dissymétrie qui apparait dans le système (s.d), résultant du fait que seuls les électrons s diffusent ($D_s \neq 0$), et raisonné à partir des équations de Bloch et de Maxwell effectives auxquelles satisfait l'aimantation δm_s de l'alliage ce qui ramène formellement la résolution du problème à celle d'un métal.(voir partie C).

2. Signaux observables en réflexion et en transmission

Nous décrivons dans cette partie, au terme de notre démarche, les signaux observables en réflexion et en transmission dans un alliage magnétique dilué homogène (on considère la même géométrie que dans le cas du métal pur (chap.I), c.a.d. celle d'une lame d'épaisseur ℓ).

Nous avons vu (partie C précédente) que la description de l'alliage homogène, à partir de ses équations caractéristiques, peut se réduire entièrement à une description en terme de "métal effectif" caractérisé par les équations de Bloch et de Maxwell effectives auxquelles satisfait l'aimantation transverse δm_s de l'alliage : nous avons alors déterminé les vecteurs d'onde (et susceptibilités correspondantes) associés à ses modes propres de propagation (courant et spin). On décrit alors l'aimantation transverse et le champ électromagnétique, en un point z de l'alliage, en termes de ces modes de propagation et on explicite, à la surface de ce milieu fini (géométrie de la lame), les conditions aux limites appropriées (pour l'aimantation on suppose qu'il n'y a pas de relaxation propre à la surface, par suite le courant d'aimantation transverse qui s'écrit $J = -D_s \frac{d}{dz} \delta m_s$ s'annule aux interfaces (vide/alliage) et cette condition aux limites correspond à celle que nous avions prise pour le métal pur). Il s'agit ensuite de déterminer, à partir du système d'équations traduisant ces conditions aux limites, les impédances caractéristiques Z^{in}, Z^{out} qui servent à décrire les signaux observables, respectivement, en réflexion et en transmission. Il résulte immédiatement de cette description de l'alliage en terme de "métal effectif" que le problème de la détermination de ces impédances se trouve entièrement résolu (le résultat du calcul est directement transposé de celui donné pour un métal pur (chap.I, annexe A)).

Nous allons discuter en détail, dans cette partie 2, les expressions de ces impédances obtenues pour l'alliage homogène et décrire à partir de celles-ci les spectres de résonance observables en réflexion et en transmission. Rappelons qu'en réflexion la quantité expérimentalement mesurée correspond à la dérivée par rapport au champ statique de la puissance absorbée (proportionnelle, selon (A.31), à la partie réelle de Z^{in}). D'autre part, dans une expérience de transmission, la quantité mesurée correspond à la projection sur une forte référence du champ transmis et l'on a la possibilité d'ajuster la phase relative de cette référence par rapport à celle du champ transmis. L'information physique concernant l'amplitude et la phase du signal transmis est essentiellement contenue dans l'impédance Z^{out}.

. Dans tout ce qui suit on va considérer uniquement le cas où l'échantillon est épais pour le mode courant ($\ell >> \delta$). Dans ces conditions, les expressions des impédances Z^{in} et Z^{out}, en termes des quantités relatives aux modes courant et spin, sont données respectivement par :

- Réflexion : $$Z^{in} = \frac{k_1}{\sigma} \left[1 - \frac{\beta_1}{\beta_2} \left(1 - \frac{k_1}{k_2} \coth k_2 \ell \right) \right] \qquad (A.34)$$

- Transmission : $$Z^{out} = \frac{k_1}{\sigma}\left[-\frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2\ shk_2\ell}\right] \qquad (A.28)$$

Indiquons brièvement le contenu de cette partie 2 :

- paragraphe a) :
  On met en relief des résultats de portée générale relatifs à la nature des spectres de résonance observables en réflexion et en transmission sur l'alliage homogène :
  . en a.1 : on revient, en l'explicitant, sur l'expression du vecteur d'onde du mode courant (non couplé au mode spin) et on analyse les conséquences sur le spectre en réflexion.
  . en a.2 : on exprime les impédances Z^{in}, Z^{out} au 1er ordre en susceptibilité et on dégage l'origine et le contenu physique de différentes quantités qui contribuent à la description des signaux de résonance de l'alliage.
- paragraphe b) :
  . en b.1 : on décrit théoriquement les spectres de résonance observables en réflexion et en transmission sur l'alliage dans le cas limite $\delta_{eff} >> \delta$ et on analyse la relation de dispersion du mode spin en fonction du "régime dynamique de spins" de l'alliage.
  . en b.2 : on compare la description théorique précédente à l'expérience (de manière essentiellement qualitative) pour quelques systèmes type (AgGd ; CuMn et AgMn ; AgEr).
- paragraphe c) :
  On décrit le signal observable en réflexion (impédance Z^{in}) dans le cas limite $\delta_{eff} << \delta$.

a) Modes courant et spin dans l'alliage ; conséquences sur les spectres observables en réflexion et en transmission

Dans ce paragraphe a) nous allons exprimer les impédances précédentes Z^{in}, Z^{out} au 1er ordre en susceptibilité et nous mettons en relief des résultats de portée générale relatifs à la nature des spectres de résonance observables, respectivement, dans des expériences de réflexion et de transmission dans un alliage magnétique. On revient, pour cela, sur les expressions des différentes quantités relatives aux modes courant et spin de l'aimantation δm_s de l'alliage (que nous avons déterminées partie C). Lorsque cela sera utile, notamment pour en faire ressortir plus clairement leur contenu physique, on donnera en parallèle une forme plus explicite de ces expressions, dans le cadre d'un choix donné concernant la destination de la relaxation (conformément aux expressions des différents paramètres figurant dans le tableau 1(a,b) ; en annexe B (2^{e} partie) on explicite ces différentes quantités, mises en jeu pour décrire les signaux, pour les 2 formes de destination de la relaxation que nous avons envisagées).

a.1. Expression du vecteur d'onde du mode courant (non couplé au mode spin) ; conséquence sur le spectre en réflexion

. Le carré du vecteur d'onde du mode courant non couplé au mode spin : $Q_1^o = (k_1^o)^2$ est donné par

$$(II.42) \quad Q_1^o = Q_{C\ell}\left[1 + K - \frac{K_d \eta_d}{\Omega_d}\right] \text{ où } \quad Q_{C\ell} = \frac{2i}{\delta^2} \qquad (II.47)$$

Soit explicité pour la forme 2 de destination de la relaxation :

$$Q_1^o = Q_{C\ell}\left[1 + \chi_s^o + \chi_d^o - \frac{i\omega\chi_d^o}{\frac{1}{\tau_d} + i(\omega-\omega_d')}\right] \qquad (B.93)$$

où on a posé : $\omega_d' = \omega_d(1 + \lambda\chi_s^o)$ (B.90) et $\frac{1}{\tau_d} = \frac{1}{T_{d\ell}} + \frac{1}{T_{ds}}$ (B.91)

Le vecteur d'onde du mode courant non couplé k_1^o s'exprime alors, au 1er ordre en susceptibilité :

$$k_1^o = (Q_1^o)^{1/2} \simeq Q_{C\ell}^{1/2}\left[1 + \frac{1}{2}\left(K - \frac{K_d \eta_d}{\Omega_d}\right)\right]$$

. Il est tout d'abord important de souligner que pour l'aimantation δm_s de l'alliage, le carré du vecteur d'onde du mode courant non couplé Q_1^o donné ci-dessus (et explicité pour la forme 2 par (B.93)), à la différence de l'expression correspondante dans le cas d'un métal pur ($Q_1^o = Q_{C\ell}(1+\chi)$ (I.17)), contient déjà une contribution résonnante associée aux impuretés magnétiques de l'alliage et par suite, étant donné l'expression de Z^{in} (A.34) donnée plus haut, sera de manière générale la source d'un signal de résonance en réflexion. L'observabilité, dans la pratique, de cette résonance associée aux impuretés (d'intensité proportionnelle à leur susceptibilité) dépendra de l'ordre de grandeur du taux de relaxation $\frac{1}{\tau_d}$ (B.91), c.a.d. essentiellement de celui du taux de Korringa $\frac{1}{T_{ds}}$ des impuretés, associé à l'échange (s.d).

. Cette contribution résonnante associée aux impuretés correspond, conformément à l'analyse qualitative de Fredkin et Schultz (62) (voir plus haut), à la partie résonnante de l'aimantation variant rapidement avec x sur l'échelle δ, liée à l'excitation point par point des spins par le champ radiofréquence et due à la présence des impuretés fixes dans l'épaisseur de peau. Quantitativement, on peut voir que la somme des termes dépendant de la susceptibilité dans Q_1^o, à savoir $(K - K_d \frac{\eta_d}{\Omega_d})$, correspond exactement* à la susceptibilité $\chi(\infty,\omega)$ calculée par

*Dans l'expression (8) de la réf.(62) donnant ω_∞, le signe (-) précédant le terme de relaxation doit être remplacé par le signe (+) (cette incorrection étant probablement due à une erreur de transcription, le signe (+) étant nécessaire pour obtenir la bonne phase du signal réfléchi correspondant). Ainsi la forme correcte de ω_∞ est donnée par : (dans nos notations s,d) $\omega_\infty = \omega_d(1+\lambda\chi_s^o) + i\frac{1}{\tau_d}(1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)$

Fredkin et Schultz (62) pour l'alliage. (voir expression (7) de cette référence). On peut s'assurer en effet que, considérant l'expression de Q_1^o (B.102), explicitée pour la forme 1 de destination de la relaxation, qui est celle envisagée par Fredkin et Schultz et qui, rappelons-le, est la forme théoriquement correcte, l'on a l'identité des expressions :

$$K - K_d \frac{\eta_d}{\Omega_d} = \chi(\infty,\omega) = \chi_s^o + \frac{\chi_d(1 + \lambda\chi_s^o)\omega_\infty}{(\omega_\infty - \omega)}$$ (où on a exprimé l'expression (7) de la réf.(62) dans nos notations)

et où ω_∞ (expression (8) de la réf.(62) est explicitée précédemment ; note en bas de page).

a.2. Expressions des impédances Z^{in}, Z^{out} au 1er ordre en susceptibilité ; commentaires physiques généraux

Dans la partie C de ce chapitre, nous avons déterminé les modes propres de propagation (courant et spin) pour l'aimantation δm_s de l'alliage, montré que le couplage entre ces modes était faible et décrit ainsi, au 1er ordre par rapport à ce couplage, les carrés des vecteurs d'onde (Q_1,Q_2) et les susceptibilités (β_1,β_2) correspondant à ces modes courant et spin couplés.

. Rappelons ci-dessous les expressions de ces quantités, en explicitant leur contenu dans le cadre de la forme 2 pour la destination de la relaxation :

- pour le mode courant, la susceptibilité β_1 s'exprime, selon (II.54), comme :

$$\beta_1 = \frac{(\eta_s - \eta_d \frac{\zeta_s}{\Omega_d})}{D_s(Q_1^o - Q_2^o)}$$ où on a, explicité pour la forme 2,

$$(\eta_s - \eta_d \frac{\zeta_s}{\Omega_d}) = i\omega\chi_s^o\left[1 + \frac{\gamma_s\chi_d^o}{\gamma_d\chi_s^o}\frac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega_s\tau_{ex})}{\left[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega - \omega_d')\right]}\right] \qquad (B.98)$$

τ_{ex} ayant été défini, à partir de la relation de bilan détaillé, par la relation (B.15) :

$$\frac{1}{\tau_{ex}} = \frac{\gamma_d}{\gamma_s\lambda\chi_d^o}\frac{1}{T_{sd}} = \frac{\gamma_s}{\gamma_d\lambda\chi_s^o}\frac{1}{T_{ds}}$$

Cette quantité τ_{ex}, qui a la dimension d'un temps de relaxation, est associée à l'échange (s.d) (dont elle possède le signe par λ, les taux de relaxation $\frac{1}{T_{ds}}$ et $\frac{1}{\tau_{sd}}$ étant du 2^e ordre en J).

- pour le mode spin, la susceptibilité β_2 est donnée, selon (II.55), par :

$$(-\beta_2) = \frac{(Q_1^o - Q_2^o)}{Q_{C\ell}(K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d})}$$ où on a, explicité pour la forme 2,

$$(K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d}) = \left[1 + \frac{\gamma_s \chi_d^o}{\gamma_d \chi_s^o} \frac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega_d \tau_{ex})}{\left[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega - \omega_d')\right]}\right] \qquad (B.96)$$

. Le rapport de ces susceptibilités relatives aux modes courant et spin s'exprime alors comme :

$$\left(-\frac{\beta_1}{\beta_2}\right) = \frac{Q_{C\ell}(K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d})(\eta_s - \eta_d \frac{\zeta_s}{\Omega_d})}{(Q_1^o - Q_2^o)^2 D_s} \qquad (II.56)$$

il est directement proportionnel à la susceptibilité des électrons de conduction, comme dans le cas d'un métal pur.

Comme nous venons de le voir, les quantités $(\eta_s - \eta_d \frac{\zeta_s}{\Omega_d})$ (explicitée ci-dessus par (B.98) pour la forme 2) et $(K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d})$ (explicitée par (B.96) pour la forme 2) apparaissent respectivement dans les susceptibilités relatives aux modes courant et spin de l'aimantation δm_s de l'alliage. Essayons d'en dégager leur origine et leur contenu physique :

- la forme $-h\left[\eta_s - \eta_d \frac{\zeta_s}{\Omega_d}\right]$ du second membre de l'équation de Bloch effective (II.39) à laquelle satisfait l'aimantation transverse δm_s de l'alliage nous semble traduire physiquement le fait que les électrons de conduction de l'alliage sont non seulement excités, dans l'épaisseur de peau, par le champ hyperfréquence mais aussi par le "champ moléculaire" associé à l'aimantation transverse résonnante des impuretés, induite par ce champ hyperfréquence. La présence du facteur $(1 - i\omega_s \tau_{ex})$ dans la formule explicitée (B.98) de $\eta_s\left[1 - \frac{\eta_d}{\eta_s}\frac{\zeta_s}{\Omega_d}\right]$ correspond aux deux modes de couplage, associés à l'échange, entre les aimantations transverses s et d : par champ moléculaire et par relaxation mutuelle, associés respectivement à la partie réelle et à la partie imaginaire de l'échange (la quantité $\omega_s \tau_{ex} = \frac{\lambda \chi_s^o \omega_d}{\frac{1}{T_{ds}}}$, $\frac{1}{\tau_{ex}}$ étant définie par (B.15), représentant pour le couplage d'échange la mesure du rapport de ces deux contributions).

- quant à la quantité $(K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d})\delta m_s$ qui apparaît dans l'équation de Maxwell (II.40), elle reflète, suivant (II.37), la quantité : $K_s \delta m_s + K_d\left[\delta m_d - (-\frac{\eta_d h}{\Omega_d})\right]$ et correspond à l'aimantation transverse totale (déviation par rapport à l'équilibre) emportée par les électrons de conduction de l'alliage dans leur diffusion.

Exprimons le vecteur d'onde du mode courant k_1

. Comme nous l'avons vu (partie C), $Q_1 = k_1^2$, au 1^{er} ordre en l'approximation (AP.2) (de faible couplage entre modes courant et spin), est donné par (II.51) :

$$Q_1 = Q_1^o + \frac{Q_{diff} Q_{ct}}{(Q_1^o - Q_2^o)} = Q_1^o + \beta_1 Q_{ct}$$

ce qui peut s'écrire finalement, tenant compte des expressions de Q_1^o (II.42), Q_{ct} (II.46), β_1 (II.54) :

$$Q_1 = Q_{C\ell}\left[1 + (K - \frac{K_d \eta_d}{\Omega_d}) + \frac{(K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d})(\eta_s - \eta_d \frac{\zeta_s}{\Omega_d})}{D_s(Q_1^o - Q_2^o)}\right] \quad (II.57)$$

Dans cette expression, les termes dépendant du spin, directement proprotionnels aux susceptibilités (des moments localisés ou des électrons de conduction), étant en module très inférieurs à 1, le vecteur d'onde k_1 du mode courant a pour expression :

$$k_1 = (Q_1)^{1/2} \simeq Q_{C\ell}^{1/2}\left[1 + \frac{1}{2}(K - \frac{K_d \eta_d}{\Omega_d}) + \frac{1}{2}\frac{(K_s - K_d\frac{\zeta_d}{\Omega_d})(\eta_s - \eta_d\frac{\zeta_s}{\Omega_d})}{D_s(Q_1^o - Q_2^o)}\right] \quad (II.58)$$

Expressions des impédances Z^{in}, Z^{out} au 1er ordre en susceptibilité

- Signal en réflexion

. Effectuant un développement au 1er ordre en susceptibilité, tenant compte du développement de k_1 (II.58) et de (II.56), on obtient pour l'impédance Z^{in}, à partir de (A.34) (dont l'expression a été rappelée en introduction) :

$$Z^{in} = Z_{C\ell}\Big\{1 + \underbrace{\frac{1}{2}(K - K_d\frac{\eta_d}{\Omega_d})}_{\text{terme I}} + \underbrace{\frac{1}{2}\frac{(K_s - K_d\frac{\zeta_d}{\Omega_d})(\eta_s - \eta_d\frac{\zeta_s}{\Omega_d})}{(Q_1^o - Q_2^o)D_s}}_{\text{terme II}} + \overbrace{\frac{Q_{C\ell}}{(Q_1^o - Q_2^o)}\frac{(K_s - K_d\frac{\zeta_d}{\Omega_d})(\eta_s - \eta_d\frac{\zeta_s}{\Omega_d})}{(Q_1^o - Q_2^o)D_s}}^{\text{terme III}} + \underbrace{\frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2}\coth(k_2\ell)}_{\text{terme IV}}\Big\} \quad (II.59)$$

où $Z_{C\ell} = \dfrac{Q_{C\ell}^{1/2}}{\sigma} = \dfrac{(1+i)}{\sigma\delta}$ est l'impédance classique, indépendante du spin.

Cette expression de l'impédance Z^{in} permet de déterminer le spectre de résonance observable dans une expérience de réflection, ceci pour un rapport quelconque Q_1^o/Q_2^o, c.a.d. en d'autres termes pour un rapport quelconque δ/δ_{eff}. Comme nous l'avons déjà souligné précédemment, le seul terme nouveau, différent de nature par rapport au cas du métal pur, est le terme I qui contient une contribution résonnante associée aux impuretés et est lié à la présence de ces impuretés fixes dans l'épaisseur de peau (ce qui se manifeste dans l'expression du mode courant non couplé Q_1^o (II.42)).

- Signal en transmission

. Selon (A.28) (rappelée en introduction) l'impédance Z^{out} s'écrit :

$$Z^{out} = \frac{Q_1}{\sigma}\left(-\frac{\beta_1}{\beta_2}\right)\frac{1}{k_2\ shk_2\ell}$$ ce qui entraine, qu'à l'ordre le plus bas en susceptibilité, on a : $$Z^{out} = \frac{Q_{C\ell}}{\sigma}\left(-\frac{\beta_1}{\beta_2}\right)\frac{1}{k_2\ shk_2\ell} \qquad (II.60)$$

. De manière générale, pour un échantillon épais pour le mode courant (qui est l'hypothèse qui conduit à l'expression (A.28)), l'impédance Z^{out}, et par suite le signal transmis, est directement proportionnelle à la susceptibilité (par l'intermédiaire de $\frac{\beta_1}{\beta_2}$) : il n'y a donc pas lieu de tenir compte, à l'ordre le plus bas en susceptibilité, des termes de modulation de l'effet de peau, dépendant du spin, dans Q_1 et l'on a remplacé Q_1 par $Q_{C\ell}$ qui correspond à la contribution largement dominante, indépendante du spin, associée à la résistivité.

. Ainsi la contribution résonnante $(-\frac{K_d\eta_d}{\Omega_d})$ dans Q_1^o, associée aux impuretés, qui est de manière générale source d'un signal de résonance en réflexion (terme I dans Z^{in}), ne sera pas source d'un signal de résonance observable en transmission (cette contribution résonnante serait pour le signal transmis du 2^e ordre en susceptibilité, c.a.d. non observable).

b) Description des signaux observables en réflexion et en transmission dans le cas limite : $\delta_{eff} >> \delta$; comparaison à l'expérience

b.1. Description théorique des spectres de résonance observables en réflexion et en transmission sur un alliage homogène (dans le cas limite $\delta_{eff} >> \delta$)

Envisageons maintenant le cas limite où $\delta_{eff} >> \delta$ (soit $|Q_1^o| >> |Q_2^o|$) : on est alors dans le cadre :

- Signal réfléchi :

. Dans ces conditions, analysant le poids relatif des différents termes dans l'expression générale de Z^{in} (II.59), on voit que :

- les termes II et III sont du même ordre de grandeur car $\left|\frac{Q_{C\ell}}{Q_1^o - Q_2^o}\right| \simeq 1.$

- le terme III est négligeable par rapport au terme IV car $\left|\frac{\beta_1}{\beta_2}\right| << \left|\frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2}\right|$

(cette discussion est l'analogue de celle que nous avons menée pour le métal pur, pour les hypothèses correspondantes).

Par suite l'expression de Z^{in} se réduit à :

$$Z^{in} = Z_{C\ell}\left[1 + \underbrace{\frac{K}{2} - \frac{K_d \eta_d}{2\Omega_d}}_{\text{terme I}} + \underbrace{\frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2} \coth k_2 \ell}_{\text{terme IV}}\right] \qquad \text{(II.61)}$$

où dans le terme IV, à l'ordre le plus bas en susceptibilité, k_1 doit être remplacé par $Q_{C\ell}^{1/2}$ indépendant du spin. On observe donc que le spectre de résonance en réflexion se compose de deux contributions : l'une (terme I) associée aux impuretés fixes dans l'épaisseur de peau, l'autre (terme IV), correspondant à une source de signal exactement de même origine que celle du signal observable en transmission (voir expression de Z^{out} (II.60)), et associée essentiellement à la diffusion des électrons de conduction de l'alliage (c'est l'unique source de signal de résonance, réfléchi ou transmis, dans le cas d'un métal pur).

. Pour le signal réfléchi, le poids relatif des 2 composantes (terme I et terme IV) dépend de la valeur du rapport des vecteurs d'onde des modes courant et spin $(\frac{k_1}{k_2})$, de la relation de dispersion du mode spin et de sa propagation : faisons simplement remarquer ici, sans entrer dans le détail, que ce poids relatif dépendra en particulier de la concentration de l'alliage.

Considérons de manière plus précise la source de signal associée à la diffusion des électrons de conduction de l'alliage (comme nous l'avons vu, c'est l'unique source de signal en transmission et correspond pour la réflexion au terme IV de Z^{in} (II.61)) et raisonnons sur le signal tranmis (pour le signal correspondant en réflexion, il convient simplement de noter que la quantité expérimentalement mesurée sera donnée par la dérivée, par rapport au champ statique, de la partie réelle de Z^{in}). L'information physique concernant l'amplitude et la phase du signal transmis est, rappelons le, essentiellement contenue dans l'impédance Z^{out}.

- Signal transmis :

. Tenant compte de ce que, dans le cadre d'hypothèse $|Q_1^o| >> |Q_2^o|$, le facteur $\frac{Q_{C\ell}}{(Q_1^o - Q_2^o)} \simeq \frac{1}{Q_{C\ell}}$ dans l'expression de $\left(-\frac{\beta_1}{\beta_2}\right)$ (II.56), l'expression de Z^{out} (II.60) se réduit à :

$$Z^{out} = \frac{K_s \eta_s \left[1 - \frac{K_d \zeta_d}{K_s \Omega_d}\right]\left[1 - \frac{\eta_d \zeta_s}{\eta_s \Omega_d}\right]}{\sigma D_s \quad k_2 \ \mathrm{sh} k_2 \ell} \qquad \text{(II.62)}$$

qu'il est intéressant de comparer à l'expression correspondante obtenue pour un métal pur (A.29) : $Z^{out} = \frac{i\chi\omega}{\sigma D k_2 \ \mathrm{sh} k_2 \ell}$.

. Ainsi pour l'alliage, le spectre de résonance en transmission apparait comme le produit de 2 fonctions résonnantes associées respectivement au numérateur et au dénominateur de Z^{out} (II.62) :

- le caractère résonnant du numérateur (résonance associée aux impuretés) est lié à la façon dont les électrons de conduction de l'alliage sont excités dans l'épaisseur de peau et, comme nous en avons suggéré plus haut l'interprétation physique, l'expression du numérateur reflète le couplage des aimantations transverses s et d induites par le champ hyperfréquence. Dans le cas d'un métal pur, les électrons de conduction sont uniquement excités, dans l'épaisseur de peau, par le champ hyperfréquence et le facteur correspondant, traduisant cette excitation, se réduit à : $K\eta = i\chi\omega$.

- le caractère résonnant du dénominateur provient de celui de k_2 (qui traduit la relation de dispersion du mode spin effectif relatif à l'aimantation $\mathcal{m}_s$ de l'alliage) et l'expression du dénominateur rend compte de la façon dont l'aimantation, "portée" par les électrons de conduction dans leur diffusion, se propage à l'intérieur de l'échantillon (dépendance de l'épaisseur ℓ par $shk_2\ell$).

- Relation de dispersion du mode spin : analyse en fonction du régime dynamique de spins de l'alliage

Dans le cas du métal pur le carré du vecteur d'onde du mode spin* est résonnant autour de la fréquence de résonance unique des électrons de conduction de ce métal :

$$Q_2^o(\omega) = \frac{1}{D}\left[\frac{1}{T} + i(\omega - \omega_o)\right] \qquad (I.18)$$

. Dans le cas de l'alliage, c'est précisément au niveau de cette relation de dispersion du mode spin effectif que se manifeste la nature du "régime dynamique de spins" du système électrons de conduction-moments localisés.

Cette relation est donnée par :

$$Q_2^o(\omega) = \frac{(\Omega_s\Omega_d - \zeta_s\zeta_d)}{D_s\Omega_d} \qquad (II.41)$$

et s'exprime simplement en terme des fréquences propres de résonance $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$ (complexes) du système (discutées partie B de ce chapitre). $Q_2^o(\omega)$ est ainsi explicité par (B.92) et (B.101), expressions correspondant respectivement à la fomre 2 et à la forme 1 pour la destination de la relaxation.

. Limitons ici la discussion en fonction du régime dynamique de spins de l'alliage en considérant les 2 cas limites suivants : couplage fort (ou "bottleneck" fort) et couplage faible (avec γ_s très différent de γ_d).

---

*Pour le métal pur comme pour l'alliage, il suffit de remplacer pour le mode spin $Q_2 = k_2^2$ par Q_2^o (correspondant au mode spin non couplé) étant donné le faible couplage entre mode courant et mode spin qui est réalisé. Cela correspond, par exemple ici pour Z^{out} (II.62), à une expression à l'ordre le plus bas en susceptibilité.

- 1^er cas : régime dynamique de couplage fort

Illustrons, dans ce régime dynamique de couplage fort, la relation de dispersion du mode spin pour la forme 2 de destination de la relaxation. A partir de l'expression de $Q_2^o(\omega)$ (B.92), tenant compte des expressions des fréquences propres de résonance $\tilde{\omega}_1$ (B.31) et $\tilde{\omega}_2$ (B.30) dans ce régime dynamique de spins et correspondant à cette forme 2 pour la destination de la relaxation, on peut obtenir une expression approchée de $Q_2^o(\omega)$ servant à décrire cette relation de dispersion du mode spin au voisinage de $\omega = \omega_2$: on développe pour cela le facteur $\left[\frac{1}{T_1} + i(\omega - \omega_1)\right]$ au voisinage de ω_2 et on simplifie l'expression de ce facteur en tenant compte du fait que, par hypothèse, on est dans le cadre d'un régime dynamique de couplage fort. On obtient ainsi l'expression approchée suivante pour $Q_2^o(\omega)$, valable au voisinage de $\omega = \omega_2$:

$$Q_2^o(\omega) = \frac{1}{D_s}\left[1 + \left(\frac{\gamma_s}{\gamma_d}\right)^2 \frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right]\left[\frac{1}{T_2} + i(\omega - \omega_2)\right] \frac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega\tau_{ex})}{\frac{1}{\tau_d} + i(\omega - \omega_d')} \qquad \text{(II.63)}$$

. Pour parvenir à cette expression concernant le facteur $(1 - i\omega\tau_{ex})$ on a exprimé en outre que dans ce régime dynamique γ_s et γ_d sont nécessairement très proches et par suite identifié : $\omega_s \simeq \omega_d \simeq \omega$ (au voisinage de $\omega = \omega_2$).

. Pour analyser leurs expériences de transmission sur des systèmes dont le régime dynamique de spins est de couplage fort, Shanabarger (57) (pour CuMn, AgMn), Monod et Schultz (73) (pour CuCr) utilisent pour la relation de dispersion du mode spin de l'alliage la forme suivante : $Q_2^o(\omega) = \frac{1}{D_s}\left[1 + \frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right]\left[\frac{1}{T_2} + i(\omega - \omega_2)\right]$, ce qui les conduit, à partir de la fonction résonnante $k_2\, \mathrm{sh} k_2 \ell$ du dénominateur de Z^{out} (II.62), à identifier la forme de raie observée à celle d'un métal pur et par suite à en tirer les valeurs des paramètres $(\omega_2, \frac{1}{T_2}, \delta_{eff})$.

. On note, sur l'expression que nous avons obtenue pour $Q_2^o(\omega)$ (II.63), que la relation de dispersion du mode spin de l'alliage n'a pas strictement la même forme que pour un métal pur et que $Q_2^o(\omega)$ (II.63) ne se réduit à l'expression utilisée par les auteurs cités précédemment qu'à "suffisamment haute température" c'est-à-dire lorsque le facteur :

$$\frac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega\tau_{ex})}{\frac{1}{\tau_d} + i(\omega - \omega_d')}$$ se réduit pratiquement à 1 (ce qui correspond à

$\frac{1}{T_{ds}} \gg \frac{1}{T_{d\ell}}$ et $\omega\tau_{ex} \ll 1$).

. A "basse température" l'influence de ce facteur se traduira (par l'intermédiaire de la fonction $k_2\ shk_2\ell$ du dénominateur de Z^{out} (II.62)) par une déformation de la raie de résonance observée en transmission, comparée à celle d'un métal pur.

- 2^e cas : régime dynamique de couplage faible (avec γ_s très différent de γ_d)

Dans ce régime dynamique de couplage faible, la relation de dispersion du mode spin, pour la forme 2 de destination de la relaxation, est donnée par l'expression de $Q_2^o(\omega)$ (B.92). Tenant compte des expressions des fréquences propres de résonance $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$ (B.33) dans ce régime dynamique de spins et correspondant à cette forme 2 pour la destination de la relaxation, cette expression de $Q_2^o(\omega)$ se réduit alors à :

$$Q_2^o(\omega) = \frac{1}{D_s}\left[\frac{1}{T_1} + i(\omega - \omega_1)\right] \qquad (II.64)$$

c'est-à-dire exactement de la même forme que pour un métal pur et où $\tilde{\omega}_1$ est la fréquence propre de résonance associée au système des électrons de conduction caractérisée par (d'après (B.33)) $\omega_1 = \omega_s(1 + \lambda\chi_d^o)$ et $\frac{1}{T_1} = Im\tilde{\omega}_1 = \frac{1}{T_{s\ell}} + \frac{1}{T_{sd}}$.

b.2. Comparaison à l'expérience pour quelques systèmes type

Nous disposons donc à ce point d'un modèle permettant de décrire et d'analyser de manière détaillée la forme des spectres de résonance observables en transmission et en réflexion pour un alliage homogène. Montrons sur quelques exemples typiques de systèmes moments localisés-électrons de conduction (correspondant à ceux dont nous avons brièvement décrit les observations expérimentales en introduction de cette partie D), comment l'on peut, à l'aide de ce modèle, rendre compte des spectres observés expérimentalement (on se limite essentiellement ici aux aspects qualitatifs).

- Système AgGd

Considérons un alliage dilué d'AgGd à basse température. Son régime dynamique de spins est de couplage fort (60) (le critère de couplage fort (B.17) étant essentiellement assuré par l'ordre de grandeur du rapport $\frac{1}{T_{sd}}/\frac{1}{T_{s\ell}}$). Cependant l'interaction d'échange moments localisés-électrons de conduction est suffisamment faible pour que le taux de relaxation de Korringa des impuretés $\frac{1}{T_{ds}}$ soit relativement faible à très basse température.

. Ainsi s'explique, à basse température, sur le spectre en réflexion, la visibilité de la raie associée aux impuretés fixes dans l'épaisseur de peau et correspondant

au terme I de Z^{in} (II.61), la position de cette raie (correspondant à un $g \simeq 2.08$) étant déterminée par ω'_d (B.90) c'est-à-dire déplacée par échange par rapport à ω_d (correspondant à $g_d \simeq 2$). L'autre source de signal, associée à la diffusion des électrons de conduction de l'alliage, rend compte du signal transmis et du second signal observé en réflexion (correspondant au terme IV de Z^{in} (II.61)) : la position de ces raies étant alors essentiellement déterminée par ω_2 (B.30) c'est-à-dire correspondant à un $g \simeq g_d \simeq 2$ (χ_d^o/χ_s^o étant >> 1 à basse température).

. Pour le signal réfléchi, le poids relatif des deux raies (terme I et terme IV) dépend en particulier, à une température donnée, de la concentration de l'alliage (par l'intermédiaire du rapport $\frac{k_1}{k_2}$) et de l'épaisseur de l'échantillon ($\coth k_2 \ell$).

D'autre part il est important de faire remarquer que pour le signal transmis (de même que pour le signal réfléchi correspondant au terme IV de Z^{in}) on s'attend théoriquement à ce que la forme de raie observée, à basse température, soit intrinsèquement différente de celle d'un métal pur et ceci pour deux raisons : comme nous l'avons vu le spectre de résonance apparait comme le produit de deux fonctions résonnantes associées respectivement au numérateur et au dénominateur de Z^{out} (II.62). D'une part, à la différence du métal pur, le numérateur a un caractère résonnant autour de ω'_d (fréquence différente de ω_2). D'autre part, étant donné l'expression de $Q_2^o(\omega)$ (II.63) (au voisinage de $\omega = \omega_2$, pour le régime dynamique de couplage fort) la fonction résonnante $k_2 \operatorname{sh} k_2 \ell$ du dénominateur conduit à une forme de raie différente de celle d'un métal pur.

. Il résulte de ces deux considérations que, pour l'alliage, une étude détaillée de la forme de raie est nécessaire pour en extraire correctement les informations sur les différents paramètres physiques. Au chapitre VI, pour le système AgGd, on effectuera une comparaison à l'expérience plus détaillée de cette description de l'alliage homogène (dont dépend directement le modèle que nous utiliserons pour l'interprétation des spectres observés sur les échantillons implantés que nous avons étudiés expérimentalement).

- Systèmes : CuMn et AgMn (dilués)

Comme pour le système AgGd, le régime dynamique de spins du CuMn et de l'AgMn est de couplage fort (57,72). Cependant, pour ces systèmes, l'interaction d'échange est plus forte que pour l'AgGd et par suite le taux de relaxation de Korringa $\frac{1}{T_{ds}}$ (proportionnel à J^2) des impuretés est beaucoup plus élevé à basse température. Ce point permet de comprendre que, sur les spectres en réflexion de ces systèmes (en tout cas pour le CuMn), la raie associée aux impuretés (terme I de Z^{in} (II.61))ne soit pas résolue, sa largeur étant déterminée par $\frac{1}{\tau_d}$ (B.91).

. La raie de résonance unique observée en réflexion est associée (comme pour le signal transmis) à la diffusion des électrons de conduction de l'alliage et sa position est essentiellement déterminée par ω_2 (B.30) c.a.d. correspondant à un $g \simeq 2$.

- Pour le système AgMn, étant donné l'ordre de grandeur du taux de Koringa $\frac{1}{T_{ds}}$ des impuretés dont on peut avoir une estimation par ailleurs (en modifiant le régime dynamique de spins (79)), une possibilité reste ouverte d'observer à très basse température (typiquement $T \sim 1.5$ K) une modification du spectre de résonance en réflexion due à la manifestation de la raie associée aux impuretés (terme I de Z^{in}) : il conviendrait pour cela d'effectuer le même type d'expériences que sur le système AgGd, c.a.d. utiliser des alliages très dilués (quelques dizaines de ppm) où l'autre contribution résonnante (terme IV) ne soit pas largement dominante.

- Comme nous l'avons dit ci-dessus à propos de l'AgGd on s'attend à ce que la forme de raie du signal transmis (de même que pour le signal réfléchi correspondant), essentiellement à basse température, soit intrinsèquement différente de celle d'un métal pur. Au chapitre V, pour le cas de l'AgMn en particulier, nous analyserons de manière plus détaillée le signal transmis en comparant la forme de raie déduite de notre expression théorique de Z^{out} (II.62) aux résultats expérimentaux obtenus en transmission par Shanabarger (57), qui mettent en évidence une asymétrie intrinsèque de la raie de résonance (d'autant plus prononcée que la température diminue et que la fréquence excitatrice ω est plus grande).

- Système : AgEr

Soit un alliage dilué d'AgEr : ce système est caractérisé par un régime dynamique de spins de couplage faible résultant essentiellement de ce que les rapports giromagnétiques des électrons de conduction de la matrice (γ_s) et des moments localisés (γ_d) sont très différents (correspondant respectivement à des facteurs g : $g_s \simeq 1.983$ (Ag) et $g_d \simeq 6.83$ (Er)).

. Décrivons le spectre attendu en transmission sur ce système à partir de l'expression de Z^{out} (II.62) :

Comme nous l'avons vu l'expression du numérateur : $K_s \eta_s \left(1 - \frac{K_d \zeta_d}{K_s \Omega_d}\right)\left(1 - \frac{\eta_d \zeta_s}{\eta_s \Omega_d}\right)$

(où les quantités $K_s \eta_s$, $\left(1 - \frac{K_d \zeta_d}{K_s \Omega_d}\right)$, $\left(1 - \frac{\eta_d \zeta_s}{\eta_s \Omega_d}\right)$ sont respectivement explicitées par les expressions (B.94), (B.96), (B.98) pour la forme 2 et (B.103), (B.107), (B.107) pour la forme 1 de destination de la relaxation) traduit la façon dont les électrons de conduction de l'alliage sont excités dans l'épaisseur de peau et possède un caractère résonnant associé à la résonance des impuretés (autour de la fréquence ω'_d (B.90) correspondant, pour le cas de l'Er, à un $g \simeq 6.8$).

. D'autre part, étant donné l'expression, pour ce régime dynamique de couplage faible, de $Q_2^o(\omega)$ (II.64), résonnante autour de ω_1 (fréquence propre de résonance associée aux électrons de conduction de l'alliage) la fonction résonnante $k_2\ shk_2\ell$ du dénominateur conduit à une forme de raie identique à celle d'un métal pur, traduisant l'effet de la diffusion des électrons de conduction dans l'échantillon.

- On s'attend donc à ce que le spectre en transmission d'un alliage dilué d'AgEr (typiquement quelques dizaines de ppm) soit composé d'une raie de résonance autour de la fréquence propre ω_1 (B.33) associée aux électrons de conduction (déplacée par échange et correspondant à un facteur $g \sim 2$) et, à très basse température (de sorte que χ_d^o/χ_s^o soit suffisamment grand et $\frac{1}{\tau_d}$ (B.91) suffisamment faible) d'une raie associée à la résonance des impuretés d'Er (correspondant à un facteur $g \sim 6.8$), ce qui rend compte qualitativement de l'observation expérimentale (58, 59). Au chapitre VII, pour le spectre en transmission de l'AgEr, nous procèderons à une comparaison plus détaillée de notre description théorique aux résultats expérimentaux de Gehman (59).

. Soulignons, pour l'analyse de la raie de résonance transmise des Er ("portée" par les électrons de conduction), le fait que sa forme est essentiellement déterminée théoriquement par le produit : $\left(1 - \frac{K_d\zeta_d}{K_s\Omega_d}\right)\left(1 - \frac{\eta_d\zeta_s}{\eta_s\Omega_d}\right)$, ce qui correspond, en vertu des expressions explicitées* de ces quantités (B.96 et 98) pour la forme 2, (B.107) pour la forme 1) et dans la limite $\chi_d^o/\chi_s^o >> 1$, au carré d'une Lorentzienne autour de ω_d'. D'autre part l'amplitude et la phase du signal d'Er transmis (de même que les valeurs relatives de ces quantités pour les 2 signaux transmis) dépendent de la valeur (prise autour de $\omega = \omega_d'$) de la fonction $\frac{1}{k_2\ shk_2\ell}$ qui traduit l'atténuation du signal transmis pour des fréquences éloignées de la fréquence propre de résonance (ω_1) associée aux électrons de conduction.

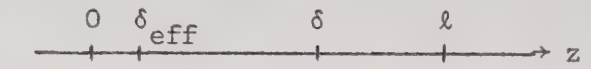
---

* On note, sur les expressions explicitées des quantités $\left(1 - \frac{K_d\zeta_d}{K_s\Omega_d}\right)$ et $\left(1 - \frac{\eta_d\zeta_s}{\eta_s\Omega_d}\right)$, outre le fait que pour la forme 1 les susceptibilités et les taux de relaxation sont augmentés d'échange, une différence formelle liée à la nature de l'hypothèse sur la destination de la relaxation : pour la forme 2, apparaissent dans ces quantités les facteurs $(1 - i\omega_s\tau_{ex})$ et $(1 - i\omega_d\tau_{ex})$, qui mettent ainsi en jeu les fréquences "nues" de résonance des 2 systèmes de spins (ω_s et ω_d) alors que pour la forme 1 de destination de la relaxation, dans les facteurs correspondants, c'est la fréquence excitatrice extérieure ω qui intervient. Ainsi, pour des systèmes où les rapports giromagnétiques γ_s et γ_d sont très différents, dans la mesure où les facteurs précédents ont un poids non négligeable dans la résonance observée (c.a.d. lorsque $|\omega_{s,d}\tau_{ex}| \gtrsim 1$), une possibilité est en principe offerte de faire une distinction expérimentalement entre les 2 hypothèses sur la destination de la relaxation.

- En réflexion, aux concentrations usuelles utilisées (c.a.d. plus élevées qu'en transmission), la résonance observée au niveau de l'Er correspond essentiellement au terme I de Z^{in} (II.61), ce qui conduit à une forme de raie Lorentzienne (simplement déphasée par l'effet de peau), l'autre contribution résonnante, "portée" par les électrons de conduction, associée au terme IV, ayant une amplitude beaucoup plus faible en raison de la grande séparation de ω'_d par rapport à ω_1.

c) Description du signal observable en réflexion dans le cas limite : $\delta_{eff} \ll \delta$

Envisageons le cas limite où $\delta_{eff} \ll \delta$ (soit $|Q_1^o| \ll |Q_2^o|$) :

on est alors dans le cadre : 

. Cette situation ne concerne que la réflexion, le signal transmis n'étant pas observable dans ces conditions ($\delta_{eff} \ll \delta \ll \ell$). Analysant, pour ce cas limite, le poids relatif des différents termes dans l'expression générale de Z^{in} (II.59), on voit que :

- le terme III est négligeable par rapport au terme II car $\left|\frac{Q_{C\ell}}{Q_1^o - Q_2^o}\right| \ll 1$

- le terme IV est négligeable par rapport au terme III car $\left|\frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2}\right| \ll \left|\frac{\beta_1}{\beta_2}\right|$

Par suite l'expression de Z^{in} (II.59) se réduit à :

$$Z^{in} = Z_{C\ell}\left\{1 + \frac{K}{2} - \frac{1}{2}\left[\frac{K_d \eta_d}{\Omega_d} + \frac{(K_s - K_d\frac{\zeta_d}{\Omega_d})(\eta_s - \eta_d\frac{\zeta_s}{\Omega_d})}{\frac{\Omega_s\Omega_d - \zeta_s\zeta_d}{\Omega_d}}\right]\right\} \qquad \text{(II.65)}$$

correspondant, pour la partie résonnante dépendante du spin, à la somme des termes I et II et où on a remplacé, dans le terme II, Q_2^o par son expression générale (II.41).

. La partie résonnante de Z^{in} est associée à l'excitation directe dans l'épaisseur de peau des spins électroniques (des électrons de conduction et des impuretés) : dans ce cas limite ($\delta_{eff} \ll \delta$) les spins des électrons de conduction sont pratiquement "fixes" par rapport aux variations spatiales du champ excitateur et seuls participent à la résonance les spins confinés dans l'épaisseur de peau, la diffusion des électrons de conduction ne jouant aucun rôle.

. Précisément, on trouve exactement ce résultat exprimé par Z^{in} (II.65), si on fait directement l'hypothèse que les électrons de conduction de l'alliage ne diffusent pas :

. Faisant $D_s = 0$ dans le système des équations de Bloch (II.32) caractéristique de l'alliage, on tire de la résolution de ce système les écarts à l'équilibre des aimantations transverses (δm_s, δm_d) et on déduit alors, à partir de l'équation de Maxwell (II.34), l'expression du carré du vecteur d'onde du mode courant (mode unique, dans ce cas, de propagation de l'aimantation du système) :

$$Q_1 = Q_{C\ell}\left[1 + K + \frac{K_s(\zeta_s\eta_d - \Omega_d\eta_s) + K_d(\zeta_d\eta_s - \Omega_s\eta_d)}{(\Omega_s\Omega_d - \zeta_s\zeta_d)}\right] \qquad \text{(II.66)}$$

qui conduit pour $Z^{in} = \frac{k_1}{\sigma}$ à une expression identique à (II.65), en raison de l'identité suivante :

$$\text{(II.67)} \quad \frac{K_s(\zeta_s\eta_d - \Omega_d\eta_s) + K_d(\zeta_d\eta_s - \Omega_s\eta_d)}{\Omega_s\Omega_d - \zeta_s\zeta_d} = -\frac{K_d\eta_d}{\Omega_d} - \frac{(K_s - K_d\frac{\zeta_d}{\Omega_d})(\eta_s - \eta_d\frac{\zeta_s}{\Omega_d})}{\frac{\Omega_s\Omega_d - \zeta_s\zeta_d}{\Omega_d}}$$

Cette quantité (II.67) représente la susceptibilité dynamique $\chi(\omega)$ correspondant à l'aimantation transverse totale (déviation par rapport à l'équilibre instantané local) du système moments localisés-électrons de conduction : $K_s\delta m_s + K_d\delta m_d$, induite par le champ hyperfréquence.

. Dans ce cas limite ($\delta_{eff} << \delta$), où l'aimantation portée par les électrons de conduction est "figée" dans l'épaisseur de peau, n'apparait plus de dissymétrie, dans le système des spins de l'alliage, liée à la diffusion d'une catégorie de porteurs de spins (d'où l'équivalence, montrée ci-dessus, avec le résultat déduit de l'hypothèse $D_s = D_d = 0$). On peut cependant, pour "visualiser" simplement le spectre de résonance observable en réflexion, continuer à le considérer comme résultant de la superposition de deux contributions résonnantes correspondant respectivement au terme I et au terme II de Z^{in} (II.65). Suivant la même ligne d'analyse que celle donnée dans les paragraphes précédents, on décrit alors immédiatement la forme du spectre de résonance en fonction du régime dynamique de spins de l'alliage (ayant exprimé $\Omega_s\Omega_d - \zeta_s\zeta_d$ en terme des fréquences propres de résonance du système : $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$).

CHAPITRE III

RESONANCE ELECTRONIQUE DANS UN ECHANTILLON BIMETALLIQUE
UN MODELE A 2 (OU 3) METAUX POUR LES ALLIAGES INHOMOGENES
PREPARES PAR IMPLANTATION

Dans ce chapitre, on décrit de manière théorique la résonance électronique dans un échantillon bimétallique, constitué de deux métaux purs paramagnétiques en contact. A cet effet, il convient en particulier de préciser les conditions aux limites relatives à l'aimantation électronique à l'interface des 2 métaux. Avant d'aborder cette discussion on met en évidence, pour un métal pur paramagnétique, la forme générale thermodynamiquement requise pour le courant d'aimantation et l'expression de la "force d'entrainement" de ce courant d'aimantation. On discute alors la forme de ces conditions aux limites à l'interface des 2 métaux.

. A partir du système d'équations traduisant l'ensemble des conditions aux limites aux différents interfaces de l'échantillon bimétallique (A,B) (géométrie de la lame), et moyennant un choix particulier (correspondant à un cas simple) des conditions aux limites relatives à l'aimantation à l'interface intermétallique, on détermine les impédances caractéristiques propres à décrire les signaux observables en réflexion et en transmission pour cet échantillon bimétallique (on discute ici essentiellement les résultats, la méthode de résolution et le calcul de ces impédances étant données de manière détaillée dans l'annexe C).

. L'étude précédente, de la résonance électronique dans un échantillon bimétallique (exposée partie A), fournit un modèle qui nous servira de base à l'interprétation de la résonance observée dans des alliages magnétiques inhomogènes, préparés par implantation ionique, que nous avons étudié expérimentalement. On envisage l'application d'un tel modèle à 2 (ou 3) métaux au cas des échantillons implantés (sur 1 ou 2 faces) dans la partie B de ce chapitre.

A. RESONANCE ELECTRONIQUE DANS UN ECHANTILLON BIMETALLIQUE

1. Expression du courant d'aimantation dans un métal paramagnétique ; conditions aux limites à l'interface des deux métaux dans un échantillon bimétallique

a) Expression du courant d'aimantation dans un métal paramagnétique

Avant d'aborder la discussion des conditions aux limites relatives à l'aimantation, à l'interface de deux métaux purs paramagnétiques en contact, essayons de décrire l'évolution irréversible du système constitué par l'aimantation électronique d'un métal pur. Nous suivons pour cela le langage et la démarche de la thermodynamique des phénomènes irréversibles (80,81). Cette analyse va nous permettre en particulier de mettre en évidence, pour un métal pur, la forme générale requise pour le courant d'aimantation électronique et la "force d'entrainement" de ce courant d'aimantation.

. On caractérise le système électronique par son aimantation locale $\overline{M}(\underset{\sim}{r})$ et sa densité d'énergie locale $u(\underset{\sim}{r})$ (on ne va considérer que l'énergie magnétique). En raison notamment d'une excitation inhomogène par le champ hyperfréquence (liée à l'effet de peau) l'aimantation électronique varie de point en point à l'intérieur de l'échantillon de métal pur. Cependant les variations spatiales de l'aimantation sont lentes (par rapport à l'échelle atomique) de sorte que l'on a pu décrire (16,17,18,19) le mouvement de cette aimantation électronique locale, dans la limite hydrodynamique (pour les grandes longueurs d'onde), par une équation macroscopique de Bloch du type (I.7). Comme nous l'avons vu (chapitre I) une telle équation (I.7), contenant un terme qui rend compte de la diffusion de l'aimantation, exprime globalement la relation de continuité de l'aimantation électronique locale $\overline{M}(\underset{\sim}{r})$. La dérivation microscopique de cette équation de Bloch avait mis en évidence que, dans la limite des grandes longueurs d'onde, l'expression du courant d'aimantation (18,19) était donnée par : $\vec{J}_{\overline{M}} = -D\ \vec{\text{grad}}(\delta\overline{M})$ (III.1) où D, coefficient de diffusion des électrons de conduction, est donné par (I.5) (pour un gaz d'électrons sans interaction) et où $\delta\overline{M}$ représente l'écart à l'équilibre local de l'aimantation.

Essayons de décrire le retour à l'équilibre absolu du système électronique (c'est-à-dire vers la configuration où u et $\overline{M}$ ont des valeurs uniformes sur l'ensemble de l'échantillon) et les phénomènes de transport qui lui sont associés.

. La relation thermodynamique fondamentale liant $S(\underset{\sim}{r})$ (la densité d'entropie locale) et les variables locales considérées s'exprime, sous sa forme différentielle, comme :

$$du = Tds + \mu_\alpha dM_\alpha \quad \text{(III.2)}$$

où $\alpha = x,y,z$ se rapporte aux différentes composantes de l'aimantation dans l'espace des spins et où μ_α, défini par cette relation, joue le rôle d'un "potentiel chimique" relatif à l'aimantation (le paramètre intensif relatif à l'aimantation dans la représentation énergie (80,82)).

. De manière équivalente, la relation fondamentale précédente s'exprime, en terme de la densité d'énergie libre $f = u - Ts$, comme :

$$df = -sd\,T + \mu_\alpha dM_\alpha \quad \text{(III.3)}$$

où, en vertu de cette relation, le "potentiel" μ_α relatif à l'aimantation représente la dérivée partielle de l'énergie libre d'origine magnétique par rapport à l'aimantation, à T constant : soit, pour chaque composante α, $\mu_\alpha = \left.\frac{\partial f}{\partial M_\alpha}\right|_T$ (III.4)

. Or, la densité d'énergie libre d'origine magnétique d'un corps paramagnétique, placé dans un champ magnétique $\overline{H}$, est donnée, selon (83), par :

$$f = \frac{\overline{M}^2}{2\chi} - \overline{M}.\overline{H} \quad \text{(III.5)}$$

- Par suite, le "potentiel" relatif à l'aimantation électronique : $\bar{\mu}_{aim}$ (de composantes μ_α) est donné, de manière compacte, par : $\bar{\mu}_{aim} = \frac{\partial f}{\partial \bar{M}}\Big|_T = \frac{\bar{M}}{\chi} - \bar{H} = \frac{\delta \bar{M}}{\chi}$ (III.6) où $\delta\bar{M} = \bar{M} - \chi\bar{H}$ représente l'écart à l'équilibre local de l'aimantation. Pour la composante transverse de l'aimantation m (même notation qu'au chapitre I) qui seule va nous intéresser ici (la composante z de l'aimantation étant à l'équilibre), le "potentiel" relatif à cette aimantation, qu'on va désigner par μ_{aim}, est alors donné par : $\mu_{aim} = \frac{\delta m}{\chi}$ (III.7) où $\delta m = m - \chi h$ représente l'écart à l'équilibre de l'aimantation transverse.

Dérivation de la forme, thermodynamiquement requise, du courant d'aimantation transverse

Soient, au point $\underset{\sim}{r}$, la densité d'entropie $s(\underset{\sim}{r})$, la densité d'énergie $u(\underset{\sim}{r})$ et l'aimantation (transverse) locale $m(\underset{\sim}{r})$:

$$\text{on écrit que localement} \quad \begin{cases} s(\underset{\sim}{r}) = s\left[u(\underset{\sim}{r}), m(\underset{\sim}{r})\right] \\ ds = F_u du + F_m dm \end{cases} \qquad \text{(III.8)}$$

où $F_{u,(m)}$ désigne le moment conjugué (81) de la variable u,(m) au point $\underset{\sim}{r}$.

. En vertu de (III.2), la relation fondamentale dans la représentation entropie s'écrit : $ds = \frac{1}{T} du - \frac{\mu_{aim}}{T} dm$ (III.9)

et par suite, les moments conjugués des variables u et m sont respectivement donnés par :

$$F_u = \frac{1}{T} \; ; \quad F_m = -\frac{\mu_{aim}}{T} = -\frac{1}{T}\frac{\delta m}{\chi} \qquad \text{(III.10)}$$

- Soit $\vec{J}_{u,(m)}$ la densité de courant de la variable u,(m) (vecteur dans l'espace orbital, indiqué par une flèche), on exprime les équations de continuité traduisant la conservation locale de chacune de ces quantités :

. pour l'énergie u, on écrit la relation de conservation (82) : $\frac{\partial u}{\partial t} + \text{div}\, \vec{J}_u = 0$ (III.11)

. pour l'aimantation m, l'équation de continuité est traduite globalement par l'équation de Bloch qui se met, pour l'aimantation transverse, d'après (I.10), sous la forme :

$$\frac{\partial m}{\partial t} + \text{div}\, \vec{J}_m = \left(i\omega_o - \frac{1}{T_{rel}}\right) m \qquad \text{(III.12)}$$

où est décrit, dans le second membre, la précession de l'aimantation et la perte d'aimantation locale par relaxation de spin (au taux $\frac{1}{T_{rel}}$).

. Par analogie avec (III.8) on définit la densité de courant d'entropie $\vec{J}_s$ par la relation :

$$\vec{J}_s = F_u \vec{J}_u + F_m \vec{J}_m \qquad \text{(III.13)}$$

- Soit $\dot{s} = \frac{ds}{dt}$ le taux de production d'entropie par unité de volume et de temps, il est égal à la somme de l'entropie quittant la région considérée et du taux d'augmentation d'entropie à l'intérieur de cette région :

$$\dot{s} = \frac{\partial s}{\partial t} + \text{div } \vec{J}_s \qquad \text{(III.14)}$$

. D'après (III.8), la dérivée partielle $\frac{\partial s}{\partial t}$ est de la forme :

$$\frac{\partial s}{\partial t} = F_u \frac{\partial u}{\partial t} + F_m \frac{\partial m}{\partial t} \qquad \text{(III.15)}$$

. Prenant la divergence de $\vec{J}_s$ (équation (III.13)), tenant compte des équations de continuité pour l'énergie u (III.11) et l'aimantation m (III.12), on déduit, après regroupement et simplification, pour le taux de production d'entropie $\dot{s}$ (III.14) l'expression suivante :

$$\dot{s} = \vec{J}_u . \vec{\text{grad}}\, F_u + \vec{J}_m . \vec{\text{grad}}\, F_m + (i\omega_o - \frac{1}{T_{rel}})(-\frac{1}{T\chi})\delta m^2 \qquad \text{(III.16)}$$

où dans le dernier terme on a remplacé F_m par son expression (III.10).

. Devant exprimer l'exigence que la partie dissipative totale de $\dot{s}$ soit ≥ 0 (tout phénomène irréversible s'accompagnant d'une production d'entropie), on voit tout d'abord, pour la partie dissipative du dernier terme de (III.16) (correspondant à la partie réelle de ce terme et associée à la perte d'aimantation par relaxation de spin), que cette condition implique que le taux de relaxation de spin $\frac{1}{T_{rel}}$ soit une quantité positive.

- D'autre part, sur l'expression de $\dot{s}$, on peut identifier les affinités représentant "les forces généralisées" qui "entrainent" les processus irréversibles et tendent à ramener le système vers un état d'équilibre absolu. L'affinité conjuguée $\mathcal{F}_i$ pour chaque courant $\vec{J}_i$ étant son coefficient dans le bilan entropique $\dot{s}$, on déduit à partir de (III.16) que les affinités correspondant aux courants d'énergie et d'aimantation sont respectivement données par : $\vec{\text{grad}}\, F_u = \vec{\text{grad}}(\frac{1}{T})$ et $\vec{\text{grad}}\, F_m = \vec{\text{grad}}(-\frac{\mu_{aim}}{T})$.

. En pratique, on ne mesure pas expérimentalement $\vec{J}_u$ mais plutôt le courant de chaleur $\vec{J}_q$ défini par $\vec{J}_q = T\vec{J}_s$, qui d'après (III.13) (et tenant compte de (III.10)) est de la forme : $\vec{J}_q = \vec{J}_u - \mu_{aim}\vec{J}_m$ (III.17).

. Prenant comme variables de courants $\vec{J}_q$ et $\vec{J}_m$, dans le bilan entropique (III.16) la quantité : $\vec{J}_u . \vec{\text{grad}}\, F_u + \vec{J}_m . \vec{\text{grad}}\, F_m$ se trouve alors exactement remplacée, après simplification par : $\vec{J}_q . \vec{\text{grad}}(\frac{1}{T}) - \vec{J}_m . \frac{1}{T} \vec{\text{grad}}\, \mu_{aim}$ d'où il ressort que les affinités conjuguées $\mathcal{F}_q$, $\mathcal{F}_m$ des courants $\vec{J}_q$ et $\vec{J}_m$ (leur coefficient dans le bilan entropique $\dot{s}$) sont respectivement données par : $\vec{\text{grad}}(\frac{1}{T})$; $-\frac{1}{T}\vec{\text{grad}}\, \mu_{aim}$ (III.18).

. Plus précisément, pour chaque composante $\beta = x,y,z$ (dans l'espace réel) des courants $\vec{J}_q$ et $\vec{J}_m$ on a la correspondance :

flux de chaleur : $J_{q\beta} \rightarrow$ affinité $\mathcal{F}_{q\beta} = \vec{\text{grad}}_\beta(\frac{1}{T})$ (III.19)

flux d'aimantation : $J_{m\beta} \rightarrow$ affinité $\mathcal{F}_{m\beta} = -\frac{1}{T}\vec{\text{grad}}_\beta\, \mu_{aim}$ (III.20)

. En régime linéaire, les flux sont proportionnels aux affinités et on peut alors décrire les équations de base du transport d'aimantation et de chaleur. En l'absence de gradient de température, c'est-à-dire pour un transport isotherme de l'aimantation, la "force d'entrainement" du courant d'aimantation $\vec{J}_m$ se réduit à $-\frac{1}{T}\vec{\text{grad}}\,\mu_{aim}$ et par suite la forme du courant d'aimantation est donnée par :

$$\vec{J}_m = -K_m\, \vec{\text{grad}}\, \mu_{aim} = -K_m\, \vec{\text{grad}}\, \frac{\delta m}{\chi} \qquad \text{(III.21)}$$

où K_m représente un coefficient de transport (isotherme) de l'aimantation et doit être tel que $\text{Re}\, K_m \geq 0$ de sorte que la dissipation totale soit ≥ 0 dans le bilan entropique.

On peut alors rapprocher cette forme thermodynamiquement requise pour le courant d'aimantation (expression (III.21)) de celle obtenue directement, microscopiquement, pour le gaz électronique d'un métal pur et qui s'exprime suivant (III.1), pour l'aimantation transverse, comme : $\vec{J}_m = -D\, \vec{\text{grad}}\, \delta m$ (III.22) (où D est réel > 0 pour un gaz d'électrons sans interaction, seul cas considéré ici). L'identification des expressions (III.21) et (III.22) du courant d'aimantation donne l'expression du coefficient de transport K_m de l'aimantation : $K_m = D\chi$ (III.23) (χ étant constant dans le métal homogène), où l'on vérifie bien que $\text{Re}\, K_m > 0$ (pour un gaz d'électrons sans interaction, le courant d'aimantation contient uniquement un terme dissipatif associé à la diffusion réelle des électrons de conduction porteurs de spins).

. L'expression générale du courant d'aimantation transverse $\vec{J}_m$, en chaque point $\underset{\sim}{r}$ d'un métal pur paramagnétique, est ainsi donnée par :

$$\boxed{\vec{J}_m = -D\chi\, \vec{\text{grad}}\, \frac{\delta m}{\chi}} \qquad \text{(III.24)}$$

Cette forme pour le courant d'aimantation, qui doit être proportionnel au gradient du "potentiel" μ_{aim} relatif à l'aimantation transverse, est exactement l'analogue de la loi d'Ohm pour le courant électrique : $\vec{J} = \sigma\vec{E} = -\sigma\, \vec{\text{grad}}\, V$ (où V est le potentiel électrique).

. La conductivité électrique σ, pour le gaz d'électrons ("libres") d'un métal, est donnée par l'expression classique : $\sigma = \frac{ne^2\tau}{m}$ (où n désigne le nombre d'électrons de conduction par unité de volume). Pour ce même gaz d'électrons, il est intéressant

de comparer cette expression de la conductivité électrique σ à l'expression du coefficient de transport K_m (III.23) de l'aimantation :
- étant donné $D_o = \frac{1}{3} V_F^2 \tau$ pour le coefficient de diffusion des électrons de conduction (dans la géométrie perpendiculaire, selon (I.5))
- la susceptibilité de Pauli de ces électrons : $\chi_s = \frac{1}{2}(g_s \mu_B)^2 \rho(\varepsilon_F)$ (où $\rho(\varepsilon_F)$ désigne la densité d'états au niveau de Fermi, par direction de spin et par atome de la matrice : $\rho(\varepsilon_F) = \frac{3}{4}\frac{n}{\varepsilon_F}$)

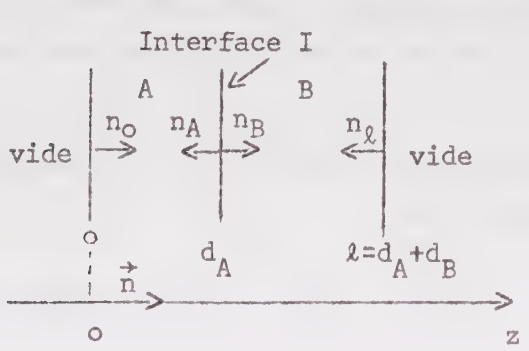
on déduit l'expression de K_m : $K_m = D_o \chi_s = \frac{n\tau}{m} \frac{g_s^2}{4} \mu_B^2$ (III.25)

qui correspond ainsi, pour les électrons de conduction, à un transport de magnétons de Bohr (à la place d'un transport de charges pour la conduction électrique).

b) Conditions aux limites à l'interface des 2 métaux dans un échantillon bimétallique

On considère maintenant une lame bimétallique, c'est-à-dire un système électronique discret, constituée par deux métaux paramagnétiques A et B en contact, d'épaisseurs respectives d_A et d_B. Chaque métal est caractérisé par le coefficient de diffusion D, la susceptibilité de Pauli X, de ses électrons de conduction, l'écart à l'équilibre de son aimantation transverse δm, son courant d'aimantation transverse $\vec{J}_m$, le "potentiel" relatif à cette aimantation transverse μ_{aim} (ces diverses quantités étant indicées par A ou B, respectivement).

. la géométrie du système est indiquée de manière schématique ci-dessous :



où $\vec{n}_o, \vec{n}_A$ désignent les vecteurs unitaires pointant vers l'intérieur du métal A, respectivement à ses 2 interfaces (z=0 et $z = d_A$)
$\vec{n}_B, \vec{n}_\ell$ désignent les vecteurs unitaires normaux pointant vers l'intérieur du métal B, respectivement à ses 2 interfaces ($z = d_A$ et $z = \ell = d_A + d_B$).

Soit $\vec{n}$ le vecteur unitaire normal dirigé selon l'axe z, les vecteurs unitaires définis précédemment sont alors liés par les relations :

$$\vec{n}_o = \vec{n}_B = \vec{n} \quad ; \quad \vec{n}_A = \vec{n}_\ell = -\vec{n} \; . \qquad \text{(III.26)}$$

. Dans la géométrie de la lame (où tout ne dépend que de z), le courant d'aimantation transverse $\vec{J}_m$ est dirigé selon la normale à la lame et on va désigner par $\mathcal{J}$ ($\mathcal{J} = \vec{n}.\vec{J}_m$) la composante normale de ce courant d'aimantation. Il s'ensuit alors,

pour un métal donné, en un point z quelconque, l'expression suivante de $\mathcal{J}$:

(III.27) $\mathcal{J} = \vec{n}.\vec{J}_m = - D \frac{d}{dz} \delta m = - K_m \frac{d}{dz} \mu_{aim}$ en vertu de (III.21) et (III.22).

Par rapport au cas du métal pur (chap.I), pour résoudre le problème de l'échantillon bimétallique, c.a.d. calculer les impédances de surface à partir desquelles on déduit les signaux observables en réflection et en transmission, il est nécessaire de préciser les conditions aux limites à l'interface des 2 métaux A et B. Outre les conditions aux limites traduisant la continuité des champs magnétique et électrique transverses, il s'agit d'exprimer à l'interface I des 2 métaux (en $z = d_A$) les conditions aux limites relatives à l'aimantation et au courant d'aimantation.

. Avant de décrire quelle est la forme la plus générale de ces conditions aux limites à l'interface des 2 métaux, examinons tout d'abord la situation où il n'y a pas de relaxation de l'aimantation électronique propre à l'interface des 2 métaux :

b.1. Conditions aux limites en l'absence de relaxation de l'aimantation propre à l'interface

Dans ces conditions le courant d'aimantation est continu à l'interface des 2 métaux :

- cette condition de continuité du courant d'aimantation (en $z = d_A$) s'exprime comme :

(III.28) $\mathcal{J}_A = \mathcal{J}_B \equiv \mathcal{J}_I$, $\mathcal{J}_I$ désignant la valeur commune du courant d'aimantation à l'interface I ($z = d_A$) ; $\mathcal{J}_A = -D_A \frac{d}{dz} \delta m_A \Big|_{z=d_A}$ et $\mathcal{J}_B = -D_B \frac{d}{dz} \delta m_B \Big|_{z=d_A}$ sont les expressions des courants d'aimantation (composante normale), respectivement, dans le métal A et dans le métal B, en $z = d_A$.

- d'autre part, on doit exprimer que, d'une manière générale, ce courant d'aimantation interfacial $\mathcal{J}_I$ est proportionnel à la différence des "potentiels" μ_{aim} des 2 métaux A et B, en $z = d_A$. Cette relation correspond, pour le cas discret de 2 sous systèmes électroniques A et B, à la forme requise du courant d'aimantation donnée par (III.21) pour un système continu. Ainsi cette 2ème condition aux limites* s'exprime comme :

*Les conditions aux limites (III.28) et (III.29) correspondent à celles utilisées par Silsbee et al (84) à l'interface entre un métal ferromagnétique et un métal paramagnétique.

$$\mathcal{J}_I = -\Gamma\left[\mu^B_{aim} - \mu^A_{aim}\right] = -r\left[\frac{\delta m_B}{\chi_B}\Big|_I - \frac{\delta m_A}{\chi_A}\Big|_I\right] \qquad \text{(III.29)}$$

où est une constante (de dimension $\frac{DX}{d}$) caractéristique de l'interface (A/B) des 2 métaux (avec $Re\,\Gamma \geq 0$).

Cas particulier : couplage magnétique "parfait" à l'interface des 2 métaux

. Dans le cas particulier où le "potentiel" μ_{aim}, relatif à l'aimantation (transverse), est continu à l'interface des 2 métaux, les conditions aux limites (en $z = d_A$) traduisent alors :

$$\begin{cases} \text{- la continuité du courant d'aimantation } \mathcal{J} \\ \text{- la continuité du "potentiel" relatif à l'aimantation } \mu_{aim} \end{cases}$$

Si, à l'interface des 2 métaux, cette situation est réalisée nous dirons que l'on a un couplage magnétique "parfait" entre les aimantations électroniques des 2 métaux (le courant d'aimantation interfacial étant fini, cela correspond, dans (III.29) à une valeur infinie du paramètre Γ).

b.2. Forme générale des conditions aux limites à l'interface des 2 métaux

Envisageons maintenant, à l'interface des 2 métaux A et B, la situation (plus générale) suivante : on suppose que dans le métal A (en $z = d_A$), il existe une perte d'aimantation du métal A résultant d'une relaxation spécifique de cette aimantation sur la paroi du métal B (et inversement pour le métal B).

. Rappelons tout d'abord comment on décrit, dans un métal pur, le cas d'une relaxation de l'aimantation électronique propre à la surface (interface (vide/métal)). Selon Walker (85), la condition aux limites macroscopique à utiliser est alors la suivante :

$$\text{(III.30)} \quad \mathcal{J} = \vec{n}.\vec{J}_m = -\,C\,\delta m \quad \text{pour l'aimantation transverse}$$

où $\vec{n}$ désigne le vecteur unitaire normal à la surface pointant vers l'intérieur du métal.

Prolongeant l'analyse de Dyson (3), Walker (85) a dérivé microscopiquement cette condition aux limites relative à l'aimantation, le paramètre C (caractérisant cette relaxation de surface, $C > 0$) s'exprimant alors simplement en terme de la probabilité ε de renversement de spin à la surface. (la dérivation théorique de Walker porte sur l'aimantation longitudinale ; Vigouroux (86) a montré expérimentalement que cette condition aux limites était également valable pour l'aimantation transverse, avec le même coefficient C).

. La condition aux limites précédente (III.30) traduit en d'autres termes, qu'à l'interface (vide/métal), le flux net d'aimantation s'y annule : $\mathcal{J} + C\,\delta m = 0$.

Caractérisant de manière similaire la relaxation de surface, à l'interface (A/B) des 2 métaux on aura :

- en $z = d_A$, dans le métal A, le flux net d'aimantation transverse (dans le sens de $\vec{n}$: voir géométrie présentée plus haut et relation (III.26)), qui résulte de l'écoulement (par diffusion des électrons) de l'aimantation du métal A (terme $\mathcal{J}_A$) et d'une perte d'aimantation par relaxation à l'interface ($C_A\ \delta m_A$), s'écrit : $\mathcal{J}_A + C_A\ \delta m_A$.

- en $z = d_A$, dans le métal B, le flux net d'aimantation transverse (dans le sens de $\vec{n}$), qui résulte de l'écoulement de l'aimantation du métal B (terme $\mathcal{J}_B$) et d'une perte d'aimantation par relaxation à l'interface ($-C_B\ \delta m_B$), s'écrit : $\mathcal{J}_B - C_B\ \delta m_B$.

. A l'interface I des 2 métaux, la 1^e condition aux limites correspondant à l'égalité de ces flux d'aimantation s'écrit alors :

$$\mathcal{J}_A + C_A\ \delta m_A = \mathcal{J}_B - C_B\ \delta m_B \equiv \mathcal{J}_I \qquad \text{(III.31)}$$

. La 2^e condition traduit, comme dans (III.29), que le flux d'aimantation résultant $\mathcal{J}_I$ à l'interface est de la forme :

$$\mathcal{J}_I = -\Gamma\left[\mu^B_{aim} - \mu^A_{aim}\right] = -\Gamma\left[\left.\frac{\delta m_B}{\chi_B}\right|_I - \left.\frac{\delta m_A}{\chi_A}\right|_I\right] \qquad \text{(III.32)}$$

On voit donc que, d'une façon générale, les conditions aux limites relatives à l'aimantation, à l'interface des 2 métaux, dépendent de 3 paramètres dont deux (C_A,C_B) se rapportent de manière spécifique à la relaxation de l'aimantation propre à l'interface.

. Les conditions aux limites (III.31) et (III.32) correspondent, si on les exprime sous une forme* équivalente, à la forme générale des conditions aux limites à l'interface de 2 métaux proposée par Flessner et al (87) (à ceci près, comme le soulignent ces auteurs, qu'il convient de les exprimer en termes des courants de spin au lieu des courants d'aimantation, ce qui fait intervenir les rapports giromagnétiques γ des électrons de conduction dans les 2 métaux).

---

* Dans (III.31) on peut faire apparaitre les "potentiels" $\mu^A_{aim}\left(=\frac{\delta m_A}{\chi_A}\right)$ et $\mu^B_{aim}\left(=\frac{\delta m_B}{\chi_B}\right)$; posant respectivement, $\alpha = \chi_A C_A$ et $\beta = \chi_B C_B$, les conditions aux limites (III.31) et (III.32) sont alors équivalentes à :

$$\begin{cases} \mathcal{J}_A + \alpha\mu^A_{aim} = -\Gamma(\mu^B_{aim} - \mu^A_{aim}) \\ \mathcal{J}_B - \beta\mu^B_{aim} = -\Gamma(\mu^B_{aim} - \mu^A_{aim}) \end{cases} \quad \text{ce qui entraine} \quad \begin{cases} \mathcal{J}_A = -D_A \frac{d}{dz}\delta m_A\big|_I = (\Gamma-\alpha)\mu^A_{aim} - \Gamma\mu^B_{aim} & \text{(III.33)} \\ \mathcal{J}_B = -D_B \frac{d}{dz}\delta m_B\big|_I = \Gamma\mu^A_{aim} - (\Gamma-\beta)\mu^B_{aim} & \text{(III.34)} \end{cases}$$

Les conditions (III.33) et (III.34) (mis à part le fait qu'il aurait fallu raisonner sur les courants et potentiels relatifs au spin (au lieu d'aimantation)) sont alors équivalentes aux conditions proposées par Flessner et al (87), l'interface étant caractérisé par 3 paramètres indépendants.

2. Signaux observables en réflexion et en transmission pour un échantillon bimétallique

Nous avons effectué un calcul permettant d'obtenir, de manière générale, les formes de raie observables en réflexion et en transmission pour une lame bimétallique d'épaisseur ℓ constituée par deux métaux A et B en contact, d'épaisseurs respectives d_A et d_B. On se place, pour décrire la résonance et l'effet de la diffusion des électrons, dans chaque métal, dans le cadre de la représentation d'une équation de Bloch complétée par un terme de diffusion, telle que nous l'avons exposée au chapitre I. La géométrie de l'échantillon, où les métaux A et B affleurent respectivement sur les faces (0) et (ℓ), et la carte des champs correspondant aux différents modes de propagation dans les 2 métaux sont indiquées sur la figure 4 (voir annexe C). Ce calcul et ses résultats sont présentés de manière détaillée dans l'annexe C.

Ainsi le métal A sera caractérisé par les grandeurs suivantes : épaisseur d_A, susceptibilité χ_A, coefficient de diffusion D_A, conductivité σ_A, vecteurs d'onde des modes courant et spin : k_1, k_2 respectivement et les susceptibilités correspondantes β_1, β_2.

. Le métal B est caractérisé par les grandeurs correspondantes : d_B, χ_B, D_B, σ_B, $\overline{k}_1$, $\overline{k}_2$, $\overline{\beta}_1$, $\overline{\beta}_2$.

. On exprime que, dans chaque métal, l'état de régime est une superposition des deux modes courant et spin, chacun pouvant se propager dans les deux sens. D'autre part, dans le vide, on laisse la possibilité d'une double excitation hyperfréquence, sur les faces (0) et (ℓ) respectivement.

On traduit alors, pour chaque interface, les conditions aux limites relatives au champ électromagnétique et à l'aimantation :

1) continuité du champ magnétique tangentiel $H_{//} \Rightarrow$ continuité de $h = H_x - iH_y$
2) continuité du champ électrique tangentiel $E_{//} \Rightarrow$ continuité de $E_x - iE_y$
3) conditions aux limites relatives à l'aimantation :

- Aux interfaces (vide/métal), c'est-à-dire sur les faces (0) et (ℓ), on suppose qu'il n'y a pas de relaxation de l'aimantation propre à la surface, par suite le courant d'aimantation s'y annule $\Rightarrow \frac{d}{dz}(\delta m) = 0$.

- A l'interface entre les 2 métaux, on se place dans le cas d'un couplage magnétique parfait entre les 2 métaux (tel que nous l'avons défini au paragraphe précédent). On traite ici exclusivement ce cas, son étude étant suffisante pour l'application que nous allons envisager (partie B de ce chapitre). On exprime alors les deux conditions aux limites suivantes, à l'interface des 2 métaux :

- continuité du "potentiel" relatif à l'aimantation transverse :

$$\mu^A_{aim} = \mu^B_{aim} \Rightarrow \text{en } z = d_A : \frac{\delta m_A}{\chi_A} = \frac{\delta m_B}{\chi_B}$$

- continuité du courant d'aimantation transverse (composante normale) :

$$J_A = J_B \Rightarrow \text{en } z = d_A : -D_A \frac{d}{dz}(\delta m_A) = -D_B \frac{d}{dz}(\delta m_B)$$

Comme pour le métal pur, on introduit les impédances de surface (définies dans l'annexe A) à partir desquelles vont s'exprimer simplement les quantités expérimentales mesurées, respectivement dans des expériences de réflexion et de transmission.

. Soient h_i^A, h_f^B les champs définis respectivement par (C.1), (C.2), c'est-à-dire définis à partir des champs électriques $\vec{E}_o$, $\vec{E}_\ell$, pris dans le vide, respectivement sur les faces (0) et (ℓ). D'après (A.16) (et la présentation donnée dans l'annexe A), pour une double excitation sur les faces (0) et (ℓ), les champs (h_i^A, h_f^B) sont reliés aux champs h(0), h(ℓ) (c.a.d. les champs magnétiques sur les surfaces (0) et (ℓ), respectivement) par la matrice de ces impédances, soit :

$$\begin{bmatrix} \frac{k_1}{\sigma_A} h_i^A \\ \\ \frac{\bar{k}_1}{\sigma_B} h_f^B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z^{in}(0) & -Z^{out}(0) \\ \\ Z^{out}(\ell) & -Z^{in}(\ell) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h(0) \\ \\ h(\ell) \end{bmatrix} \qquad (C.5)$$

. Pour décrire les signaux observables en réflexion et en transmission sur l'échantillon bimétallique (A,B), il s'agit de calculer la matrice d'impédances précédente. La résolution de ce problème (exposée en détail dans l'annexe C) consiste alors à calculer (h_i^A, h_f^B) en fonction de (h(0),h(ℓ)) à partir du système d'équations traduisant les conditions aux limites aux différents interfaces ($z = 0$, $z = d_A$, $z = \ell$), précisées plus haut.

RESULTATS : Description des signaux de résonance

Commentaires généraux sur la matrice d'impédances

La méthode de résolution suivie permet de donner la forme générale des expressions relatives aux différentes impédances (expressions (C.32) à (C.35)).

- A partir des expressions générales de $Z^{out}(\ell)$ (C.36) et $Z^{out}(0)$ (C.37) on met en évidence le résultat suivant : $Z^{out}(0)$ est identique à $Z^{out}(\ell)$. Ce résultat est assuré (voir annexe C) par le fait que l'identité suivante, entre les paramètres des métaux A et B, est satisfaite : $\beta_1\beta_2 \frac{\sigma_A D_A}{\chi_A} = \bar{\beta}_1\bar{\beta}_2 \frac{\sigma_B D_B}{\chi_B}$ (C.39)

Cette égalité précédente (C.39) est elle-même conséquence du fait que, pour un métal donné, on a la relation générale (montrée au chapitre I) (I.33) : $\beta_1\beta_2 \frac{\sigma D}{\chi} = -\frac{1}{\mu_o}$, liant les susceptibilités β_1, β_2 relatives aux modes courant et spin.

. Ainsi, posant $Z^{out} = Z^{out}(0) \equiv Z^{out}(\ell)$, c'est cette unique quantité qui nous servira à décrire le signal en transmission. L'identité $Z^{out}(0) \equiv Z^{out}(\ell)$ implique que, dans une expérience de transmission sur un échantillon bimétallique (A,B), le signal soit indépendant de la nature (A ou B) de la face où se fait l'excitation hyperfréquence. L'identité précédente correspond à un principe général de réciprocité (voir Landau et Lifchitz (88)).

- L'étape suivante du calcul consiste à exprimer le fait que, dans chaque métal (A et B), le mode courant est faiblement couplé au mode spin. On développe alors les différentes impédances jusqu'au 1er ordre en cette approximation de faible couplage entre modes courant et spin, ce qui aboutit aux expressions Z^{out} (C.50), $Z^{in}(0)$ (C.54), $Z^{in}(\ell)$ (C.57) (voir annexe C, résultats : partie I). A ce stade on n'a fait aucune hypothèse particulière concernant la propagation des modes courant et spin ou l'ordre de grandeur relatif des vecteurs d'onde de ces modes dans chacun des 2 métaux.

Dans ce qui suit, on considère le cas où l'un des métaux (le métal B) est épais pour le mode courant ($d_B >> \delta_B$) et l'on va successivement analyser les expressions résultantes dans ce cas des impédances Z^{out}, $Z^{in}(\ell)$, $Z^{in}(0)$ pour l'échantillon bimétallique (voir annexe C, partie II, pour la dérivation) en les comparant notamment aux expressions des impédances Z^{out}, Z^{in} obtenues pour un métal pur (chap.I et annexe A).

a) Impédance Z^{out} : signal en transmission (métal B épais pour le mode courant)

. Lorsque, par hypothèse, on suppose que le métal B est épais pour le mode courant, on aboutit pour Z^{out} à (C.65). Pour mieux dégager la "structure" générale du signal transmis, on peut mettre en évidence, au numérateur de Z^{out} (C.65), les facteurs traduisant respectivement l'excitation hyperfréquence sur la face (0) et la réémission hyperfréquence sur la face (ℓ). Pour cela, on traduit les expressions des vecteurs d'onde k_1 et $\bar{k}_1$ des modes courant dans A et B (qui doivent être pris à l'ordre le plus bas en susceptibilité) :

$$k_1 = \frac{(2i)^{1/2}}{\delta_A} = (i\omega\mu_o\sigma_A)^{1/2} \quad \text{(III.35)} \quad \text{et} \quad \bar{k}_1 = \frac{(2i)^{1/2}}{\delta_B} = (i\omega\mu_o\sigma_B)^{1/2} \quad \text{(III.36)}$$

D'autre part, on tient compte de la relation générale, du type (I.33), liant les susceptibilités $\bar{\beta}_1$ et $\bar{\beta}_2$ du métal B.

. L'impédance Z^{out} (C.65) s'écrit alors identiquement sous la forme synthétique suivante :

$$\boxed{Z^{out} = \frac{i\omega\, E(0)\, E(\ell)}{[\bar{R}]}} \qquad \text{(III.37)}$$

- au dénominateur : la quantité $[\bar{R}]$ est associée à la diffusion de spin et à la propagation du mode spin dans chacun des 2 métaux et, par suite, sera résonnante ; son expression est donnée par :

$$[\bar{R}] = [\chi_A D_A k_2\, sh k_2 d_A\, ch\bar{k}_2 d_B + \chi_B D_B \bar{k}_2\, sh\bar{k}_2 d_B\, ch k_2 d_A] \qquad \text{(C.66)}$$

- au numérateur : il apparait le produit des quantités E(0) et E(ℓ) :

. (III.38) $E(\ell) = \dfrac{\chi_B}{\bar{\beta}_2^{1/2}\sigma_B}$ est le facteur traduisant la réémission hyperfréquence sur la face (ℓ) (il ne dépend que du métal B, celui-ci étant épais pour le mode courant).

. (III.39)
$$E(0) = \left\{ \frac{\overbrace{\dfrac{\chi_A}{\bar{\beta}_2^{1/2}\sigma_A}\left[\dfrac{\sigma_A \bar{k}_1}{\sigma_B k_1}(ch k_1 d_A - ch k_2 d_A) + (sh k_1 d_A - \dfrac{k_2}{k_1} sh k_2 d_A)\right]}^{\text{excitation dans A}}}{\left[ch k_1 d_A + \dfrac{\sigma_A \bar{k}_1}{\sigma_B k_1} sh k_1 d_A\right]} + \frac{\overbrace{\dfrac{\chi_B}{\bar{\beta}_2^{1/2}\sigma_B}\left[ch k_2 d_A + \dfrac{\chi_A D_A k_2\, sh k_2 d_A}{\chi_B D_B \bar{k}_1}\right]}^{\text{excitation dans B}}}{\left[ch k_1 d_A + \dfrac{\sigma_A \bar{k}_1}{\sigma_B k_1} sh k_1 d_A\right]} \right\}$$

où dans cette expression le dénominateur est commun aux deux contributions
E(0) est le facteur traduisant l'excitation hyperfréquence sur la face (0) : comme nous n'avons fait aucune hypothèse sur le mode courant dans le métal A (qui affleure sur la face (0) excitée), ce facteur a une structure plus compliquée que E(ℓ). Il fait apparaitre deux contributions à l'excitation : l'une dans le métal A, l'autre dans le métal B (cette contribution étant non nulle lorsque le champ excitateur, traversant le métal A, n'est pas complètement atténué lorsqu'il atteint le métal B).

. Envisageons pour la discussion 2 cas limites en particularisant l'hypothèse concernant la propagation du mode courant dans le métal A :

a.1 : 1^er cas limite : métaux A et B épais pour le mode courant

Dans ces conditions Z^{out} (C.65) se réduit à :

$$Z^{out} = \frac{\frac{k_1 \bar{k}_1 \chi_A \chi_B}{\mu_o \bar{\sigma}_A \sigma_B \beta_2 \bar{\beta}_2}}{[R]} = \frac{i\omega \left(\frac{\chi_A}{\beta_2 \sigma_A^{1/2}}\right)\left(\frac{\chi_B}{\bar{\beta}_2 \sigma_B^{1/2}}\right)}{[R]} \qquad \text{(III.40)}$$

où $[R]$ (C.66) a été explicité ci-dessus et où on a tenu compte, dans la 2^e égalité, des expressions de k_1 (III.35) et $\bar{k}_1$ (III.36). Le numérateur de Z^{out} est alors symétrique en A et B, traduisant le fait que :

- l'excitation hyperfréquence se produit uniquement dans le métal A d'où :

$$E(0) = \frac{\chi_A}{\beta_2 \sigma_A^{1/2}} \qquad \text{(III.41)}$$

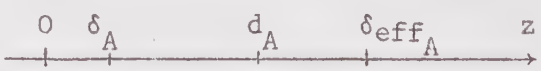
- la réémission a lieu uniquement dans le métal B d'où : $E(\ell) = \frac{\chi_B}{\bar{\beta}_2 \sigma_B^{1/2}}$ (III.42)

On peut s'assurer de la cohérence* de ce résultat (III.40) par rapport à celui obtenu pour un métal pur (voir note en bas de page).

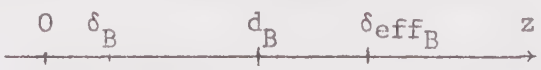
Dans Z^{out} (III.40) on a fait aucune hypothèse spécifique concernant la propagation du mode spin dans chaque métal.

- On explicite ci-dessous Z^{out} (III.40) dans le cas où chacun des métaux est mince pour le mode spin ; au total, pour les métaux A et B, le cadre d'hypothèses envisagé est le suivant :

métal A : épais pour le mode courant, mince pour le mode spin :



métal B : épais pour le mode courant, mince pour le mode spin :



---

*Si on suppose que les caractéristiques du métal A sont identiques à celles du métal B, dans Z^{out} (III.40), on déduit : $[R]$ devient : $[R] = \chi_A D_A k_2 \, shk_2(d_A+d_B) = \chi_A D_A k_2 \, shk_2 \ell$ où $\ell = d_A + d_B$ est l'épaisseur totale de l'échantillon ; le numérateur de Z^{out} devient : $-\frac{\beta_1 k_1^2 \chi_A D_A}{\sigma_A \beta_2}$ ayant tenu compte de la relation générale (I.33). Par suite, Z^{out} (III.40) se réduit alors à : $Z^{out} = \frac{-\beta_1 (k_1)^2}{\sigma_A \beta_2 k_2 \, shk_2 \ell}$, qui correspond exactement à l'expression (A.28) de Z^{out} que nous avions obtenue pour un échantillon de métal pur (d'épaisseur ℓ), épais pour le mode courant.

Exprimant alors que, pour chaque métal, $\delta << \delta_{eff}$ (il en résulte $\beta_2 = \overline{\beta}_2 = -1$; voir annexe A), au numérateur de Z^{out} les facteurs E(0) (III.41) et E(ℓ) (III.42) se réduisent, respectivement, à $\frac{(-\chi_A)}{\sigma_A^{1/2}}$ et $\frac{(-\chi_B)}{\sigma_B^{1/2}}$, c'est-à-dire qu'ils sont non résonnants.

. Au dénominateur de Z^{out}, traduisant que chaque métal est mince pour le mode spin, il s'ensuit pour $[R]$ (C.66) :

$$(III.43)\quad [R] = d_A\chi_A\Omega_A + d_B\chi_B\Omega_B \text{ où } \Omega_A = \frac{1}{T_A} + i(\omega-\omega_A) \text{ et } \Omega_B = \frac{1}{T_B} + i(\omega-\omega_B)$$

ce qui conduit à un terme résonnant Lorentzien :

$$[R] = (d_A\chi_A + d_B\chi_B)\left[\frac{1}{T_{eff}} + i(\omega-\omega_{eff})\right] = (d_A\chi_A + d_B\chi_B)\Omega_{eff}(A,B) \qquad (III.44)$$

où les paramètres effectifs de la résonance (ω_{eff}, $\frac{1}{T_{eff}}$) pour l'échantillon bimétallique sont donnés par :

$$\omega_{eff}(A,B) = \frac{d_A\chi_A}{(d_A\chi_A + d_B\chi_B)}\,\omega_A + \frac{d_B\chi_B}{(d_A\chi_A + d_B\chi_B)}\,\omega_B \qquad (III.45)$$

$$\frac{1}{T_{eff}}(A,B) = \frac{d_A\chi_A}{(d_A\chi_A + d_B\chi_B)}\,\frac{1}{T_A} + \frac{d_B\chi_B}{(d_B\chi_B + d_A\chi_A)}\,\frac{1}{T_B} \qquad (III.46)$$

Ces paramètres effectifs sont des moyennes pondérées des paramètres correspondants des métaux A et B, les facteurs de pondération étant les aimantations totales, à l'équilibre, respectivement dans chaque métal.

. Dans le cadre d'hypothèses envisagé, l'impédance Z^{out} (III.40) s'écrit donc :

$$\boxed{Z^{out} = \frac{i\omega}{(d_A+d_B)(\sigma_A\sigma_B)^{1/2}}\,\frac{\chi_A\chi_B}{\left(\frac{d_A\chi_A+d_B\chi_B}{d_A+d_B}\right)\Omega_{eff}(A,B)}} \qquad (III.47)$$

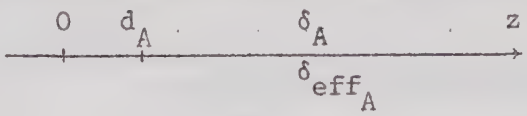
On note, sur cette formule, la proportionnalité aux produits $\chi_A\delta_A$ (l'épaisseur de peau δ_A étant proportionnelle à $\frac{1}{\sigma_A^{1/2}}$) et $\chi_B\delta_B$ traduisant respectivement les facteurs d'excitation et de réémission hyperfréquence sur les 2 faces de l'échantillon. Dans ce cas simple pour la diffusion de l'aimantation électronique, le signal transmis a une forme Lorentzienne comme pour un métal pur.

. Précisément, pour un métal pur, dans le cadre d'hypothèses correspondant (métal épais pour le mode courant, mince pour le mode spin) l'expression de Z^{out} était donnée par (A.30) : $Z^{out} = \frac{i\omega}{\ell\sigma}\frac{\chi}{\Omega}$ où $\Omega = \frac{1}{T} + i(\omega-\omega_o)$ dont la "lecture" physique, à la lumière de (III.47), permet d'en mieux dégager la structure, séparant les contributions dues à l'excitation et la réémission hyperfréquence et à la diffusion de l'aimantation dans le métal.

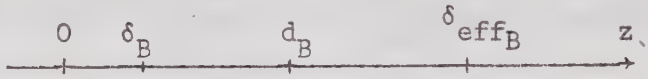
a.2. 2^e cas limite : métal A mince pour le mode courant, métal B épais pour le mode courant

On va considérer d'autre part le casoù chacun des métaux est mince pour le mode spin ; au total, pour les métaux A et B, on envisage le cadre d'hypothèses suivant :

métal A : mince pour le mode courant ; mince pour le mode spin :



métal B : épais pour le mode courant ; mince pour le mode spin



Cette situation correspond à celle qui sera réalisée, dans la majorité des cas, pour les alliages inhomogènes préparés par implantation ionique (implantation sur 1 face) dont la description théorique sera donnée en termes d'un modèle à 2 métaux (partie B de ce chapitre).

. Traduisant les hypothèses envisagées sur les différentes quantités apparaissant dans l'expression (III.37) de Z^{out} donnée plus haut : $Z^{out} = \frac{i\omega\, E(0)E(\ell)}{[R]}$, on obtient :

- les métaux A et B étant minces pour le mode spin, le dénominateur $[R]$ est donné par (III.44) : $[R] = (d_A\chi_A + d_B\chi_B)\Omega_{eff}(A,B)$ c'est-à-dire correspond à un terme résonnant Lorentzien (discuté plus haut)

- le facteur traduisant la réémission hyperfréquence sur la face (ℓ) devient :

$$E(\ell) = -\frac{\chi_B}{\sigma_B^{1/2}} \quad \text{(III.48)}$$

- le facteur traduisant l'excitation hyperfréquence sur la face (0) s'exprime alors comme :

$$E(0) = \left\{ \frac{\left(-\frac{\chi_A}{\sigma_A^{1/2}}\right)k_1 d_A\left[1 + \frac{\sigma_A}{\sigma_B}\frac{d_A\bar{k}_1}{2}\right] + \left(-\frac{\chi_B}{\sigma_B^{1/2}}\right)\left[1 + \frac{d_A\chi_A\Omega_A}{\chi_B D_B \bar{k}_1}\right]}{\left[1 + \frac{\sigma_A d_A \bar{k}_1}{\sigma_B}\right]} \right\} \quad \text{(III.49)}$$

où l'on note, sur le terme* d'excitation dans le métal A, que celui-ci ne dépend pas du rapport (δ/δ_{eff}) dans le métal A (conséquence du fait que le métal A est à la fois mince pour le mode courant et le mode spin), qu'il est proportionnel à l'épaisseur d_A du métal A ($\frac{k_1 d_A}{\sigma_A^{1/2}}$ est simplement proportionnel à d_A) et qu'il possède une phase différente du terme d'excitation dans le métal B (résultat qui correspond au fait que la phase moyenne du champ hyperfréquence excitateur est différente dans les métaux A et B, ces métaux étant, respectivement, mince et épais pour le mode courant).

b) Impédance $Z^{in}(\ell)$: signal en réflexion sur la face (ℓ) (métal B épais pour le mode courant)

Lorsque, par hypothèse, on suppose que le métal B est épais pour le mode courant, l'impédance $Z^{in}(\ell)$ s'exprime alors, identiquement à partir de (C.75), comme :

$$Z^{in}(\ell) = \frac{\bar{k}_1}{\sigma_B}\left\{1 - \frac{\bar{\beta}_1}{\bar{\beta}_2} + \frac{\bar{\beta}_1\bar{k}_1}{\bar{\beta}_2\bar{k}_2}\left[\coth\bar{k}_2 d_B - \frac{\chi_A D_A k_2 \, \mathrm{sh} k_2 d_A}{\mathrm{sh}\bar{k}_2 d_B [R]}\right]\right\} \qquad \text{(III.51)}$$

. Sous cette forme, on remarque qu'il apparait un terme supplémentaire, lié à la propagation des modes spin dans A et B, par rapport à l'expression de Z^{in} que l'on aurait pour un échantillon constitué uniquement du métal B pur (considéré épais pour le mode courant) : en effet, conformément à (A.34), on aurait dans ce cas :

$$Z^{in}(\ell) = \frac{\bar{k}_1}{\sigma_B}\left[1 - \frac{\bar{\beta}_1}{\beta_2} + \frac{\bar{\beta}_1\bar{k}_1}{\bar{\beta}_2\bar{k}_2}\coth\bar{k}_2 d_B\right].$$

---

*Il importe de bien noter (pour l'application ultérieure du modèle à 2 métaux) la dérivation qui a conduit à la forme du terme d'excitation dans le métal A telle qu'elle est exprimée dans (III.49) : à partir de l'expression générale de E(0) (III.39), exprimant les hypothèses (métal A mince pour le mode courant et le mode spin), on développe les fonctions hyperboliques ; se trouve alors en facteur, pour le terme d'excitation dans A, la quantité : $\frac{(Q_1 - Q_2)}{Q_1}\frac{1}{\beta_2}$ (III.50) étant donné, pour un métal pur, l'expression (I.31) :

$(-\beta_2) = \frac{(Q_1^\circ - Q_2^\circ)}{Q_{C\ell}}$, la quantité précédente (III.50) se réduit à (-1) (à l'ordre le plus bas en susceptibilité) ce qui rend compte du facteur (-1) devant $\frac{\chi_A}{\sigma_A^{1/2}}$ dans (III.49) et du fait que le rapport (δ/δ_{eff}) du métal A n'intervient pas dans le résultat.

- Si le métal A correspond au métal effectif représentant un alliage homogène (décrit au chap.II) : étant donné alors l'expression (II.55) : $(-\beta_2) = \frac{(Q_1^\circ - Q_2^\circ)}{Q_{C\ell}(K_s - K_d\frac{\zeta_d}{\Omega_d})}$, la quantité précédente (III.50) se réduira à : $-(K_s - K_d\frac{\zeta_d}{\Omega_d})$.

. Réécrivant, dans $Z^{in}(\ell)$ (III.51), le facteur entre crochets [ ] dépendant de la propagation des modes spin sous une forme équivalente, on peut mettre l'impédance $Z^{in}(\ell)$ de l'échantillon bimétallique sous la forme identique suivante :

$$\boxed{Z^{in}(\ell) = \frac{\overline{k}_1}{\sigma_B}\left\{1 - \frac{\overline{\beta}_1}{\overline{\beta}_2} + \frac{\overline{\beta}_1\overline{k}_1\chi_B D_B}{\overline{\beta}_2}\frac{[P_\ell]}{[R]}\right\}} \qquad \text{(III.52)}$$

où dans le 3^e terme de cette expression on a :

$$[P_\ell] = \frac{1}{\chi_B D_B \overline{k}_2}\left[\chi_A D_A k_2\ \mathrm{sh}k_2 d_A\ \mathrm{sh}\overline{k}_2 d_B + \chi_B D_B \overline{k}_2\ \mathrm{ch}k_2 d_A\ \mathrm{ch}\overline{k}_2 d_B\right] \qquad \text{(III.53)}$$

$$[R] = \left[\chi_A D_A k_2\ \mathrm{sh}k_2 d_A\ \mathrm{ch}\overline{k}_2 d_B + \chi_B D_B \overline{k}_2\ \mathrm{sh}\overline{k}_2 d_B\ \mathrm{ch}k_2 d_A\right] \qquad \text{(C.66)}$$

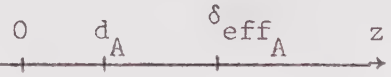
Cette dernière quantité [R] (C.66), associée à la diffusion de spin dans les 2 métaux, étant exactement la même que celle apparaissant au dénominateur de Z^{out} (III.37).

. On peut s'assurer de la cohérence* de ce résultat (III.52) par rapport à celui obtenu pour un métal pur (voir note en bas de page).

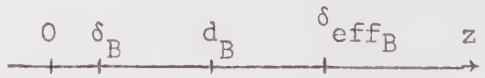
. Dans $Z^{in}(\ell)$ (III.52) on a fait aucune hypothèse spécifique concernant la propagation du mode spin dans chaque métal.

- On explicite ci-dessous $Z^{in}(\ell)$ (III.52) dans le cas où chacun des métaux est mince pour le mode spin ; au total, pour les métaux A et B, le cadre d'hypothèses est le suivant :

métal A : mince pour le mode spin ($|k_2 d_A| \ll 1$) :



métal B : épais pour le mode courant, mince pour le mode spin :



*Si on suppose que les caractéristiques du métal A sont identiques à celles du métal B : dans ces conditions, $\ell = d_A + d_B$ étant l'épaisseur totale de l'échantillon, [R] devient : $\chi_B D_B \overline{k}_2\ \mathrm{sh}\overline{k}_2\ell$ et $[P_\ell]$ devient : $\mathrm{ch}\overline{k}_2\ell$. Par suite $Z^{in}(\ell)$ (III.52) se réduit alors à : $Z^{in}(\ell) = \frac{\overline{k}_1}{\sigma_B}\left[1 - \frac{\overline{\beta}_1}{\overline{\beta}_2} + \frac{\overline{\beta}_1\overline{k}_1}{\overline{\beta}_2\overline{k}_2}\coth\overline{k}_2\ell\right]$, qui correspond exactement à l'expression (A.34) de Z^{in} que nous avions obtenue pour un échantillon de métal pur (d'épaisseur ℓ), épais pour le mode courant.

. Tenant compte de ce que $\delta << \delta_{eff}$ pour le métal B, il s'ensuit que la partie résonnante de $Z^{in}(\ell)$ est exclusivement associée à la diffusion des électrons de conduction au sein de l'échantillon bimétallique et qu'elle se réduit à :

$$Z^{in}_{spin}(\ell) = \frac{\overline{\beta}_1 \chi_B D_B (\overline{k}_1)^2}{\overline{\beta}_2 \sigma_B} \frac{[P_\ell]}{[R]} = \frac{-i\omega [E(\ell)]^2 [P_\ell]}{[R]} \qquad \text{(III.54)}$$

où, pour obtenir la seconde égalité, on traduit l'expression de $\overline{k}_1$ (III.36) et tient compte de la relation générale, du type (I.33), liant les susceptibilités $\overline{\beta}_1$ et $\overline{\beta}_2$ du métal B.

- l'expression de $E(\ell)$ est alors donnée par (III.42) soit : $E(\ell) = \frac{\chi_B}{\overline{\beta}_2 \sigma_B}$. C'est le facteur (déjà rencontré, voir signal transmis) traduisant l'excitation (ou la ré-émission) hyperfréquence sur la face (ℓ) (il ne dépend que de B, celui-ci étant épais pour le mode courant). Pour $\delta_B << \delta_{eff_B}$, $\overline{\beta}_2 = -1$, et $E(\ell)$ se réduit à (III.48) soit : $\frac{-\chi_B}{\sigma_B^{1/2}}$ (c.a.d. non résonnant).

- Traduisant que chaque métal est mince pour le mode spin, il s'ensuit que :

. d'une part, $[R]$ (C.66) se réduit au terme résonnant Lorentzien (III.44) déjà discuté.

. d'autre part, $[P_\ell]$ (III.53) se réduit à : $[P_\ell] = \left[1 + \frac{d_A \chi_A \Omega_A}{\left(\frac{\chi_B D_B}{d_B}\right)}\right]$ (III.55)

où le terme correctif (par rapport à 1) sera en général << 1 : son ordre de grandeur est donné par $\frac{d_A \chi_A}{T_A} / \frac{\chi_B D_B}{d_B}$ qui s'écrit identiquement

$$2 \frac{\left(\frac{d_A \chi_A}{T_A}\right)}{\left(\frac{d_B \chi_B}{T_B}\right)} \left(\frac{d_B}{\delta_{eff_B}}\right)^2 \qquad \text{(III.56)}$$

Comme le métal B est mince pour le mode spin ($d_B << \delta_{eff_B}$), il en résultera (dans la plupart des situations) que la quantité précédente (III.56) soit << 1.

. Dans le cadre d'hypothèses envisagé, la partie résonnante $Z^{in}_{spin}(\ell)$ (III.54) s'écrit donc :

$$\boxed{Z^{in}_{spin}(\ell) = \frac{-i\omega}{(d_A+d_B)\sigma_B} \frac{\chi_B^2 [P_\ell]}{\frac{d_A \chi_A + d_B \chi_B}{d_A + d_B} \Omega_{eff}(A,B)}} \qquad \text{(III.57)}$$

où $[P_\ell]$ est donné par (III.55).

. Cette expression, qui sert à décrire le signal de résonance en réflexion, en réponse à une excitation hyperfréquence sur la face (ℓ), est à comparer à Z^{out} (III.47) obtenue dans le même cadre d'hypothèses. Le signal réfléchi a la même origine physique que le signal transmis : il est associé à la diffusion de l'aimantation électronique à travers l'échantillon bimétallique. La différence porte sur l'intensité de la résonance : pour le signal réfléchi sur la face (ℓ), l'excitation et la réémission hyperfréquence se produisent sur cette même face, d'où la proportionnalité de l'intensité à $\left[E(\ell)\right]^2$ et par suite à $(\chi_B\delta_B)^2$. Pour le signal transmis, l'excitation et la réémission hyperfréquence ont lieu sur des faces différentes, d'où la proportionnalité de l'intensité à $E(0)E(\ell)$ et par suite à $(\chi_A\delta_A)(\chi_B\delta_B)$.

c) Impédance $Z^{in}(0)$: signal en réflexion sur la face (0) (métal B épais pour le mode courant)

. L'impédance $Z^{in}(0)$ sert à décrire le spectre de résonance observable en réflexion pour l'échantillon bimétallique en réponse à une excitation hyperfréquence sur la face (0). Nous l'avons explicité (annexe C) en traduisant l'unique hypothèse que le métal B est épais pour le mode courant. Dans cette situation, où l'on ne précise rien sur la propagation du mode courant dans le métal A qui affleure sur la face (0), l'expression de $Z^{in}(0)$ est plus compliquée que celle de $Z^{in}(\ell)$ (III.52) discutée précédemment. Identiquement à partir de (C.83), l'impédance $Z^{in}(0)$ s'exprime de manière synthétique sous la forme suivante :

$$\boxed{Z^{in}(0) = Z_o^{in}(0)\left[1 - \frac{\beta_1}{\beta_2} + \frac{i\omega[N]}{[R]}\right]} \qquad \text{(III.58)}$$

où dans le dernier terme :

- au dénominateur : la quantité $[R]$ (C.66), associée à la diffusion de spin dans les 2 métaux, est exactement celle rencontrée précédemment.

- au numérateur : la quantité $[N]$, qui rend compte de l'excitation et de la réémission hyperfréquence de l'aimantation électronique, comprend plusieurs contributions correspondant au fait que cette excitation et cette réémission hyperfréquence peuvent se produire, pour chacune d'elles, soit dans le métal A, soit dans le métal B (ces différentes possibilités étant offertes dans la mesure où le champ hyperfréquence, traversant le métal A, n'est pas complètement atténué lorsqu'il atteint le métal B). On a ainsi trois types de termes proportionnels, respectivement, à $\left(\frac{\chi_A}{\beta_2}\right)^2$, $\frac{\chi_A\chi_B}{\beta_2\bar{\beta}_2}$, $\left(\frac{\chi_B}{\bar{\beta}_2}\right)^2$.

- dans (III.58), l'impédance $Z_o^{in}(0)$ ne dépend que des modes courant dans A et B (c'est le terme principal de $Z^{in}(0)$, correspondant au terme d'ordre zéro en l'approximation de faible couplage entre modes courant et spin pour les 2 métaux). Son expression est donnée par :

$$Z_o^{in}(0) = \frac{k_1}{\sigma_A} \frac{\left[\frac{\sigma_A}{k_1} \operatorname{ch} k_1 d_A + \frac{\sigma_B}{k_1} \operatorname{sh} k_1 d_A\right]}{\left[\frac{\sigma_B}{k_1} \operatorname{ch} k_1 d_A + \frac{\sigma_A}{k_1} \operatorname{sh} k_1 d_A\right]} \qquad \text{(III.59)}$$

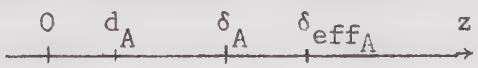
. dans le cas où le métal A est épais pour le mode courant, elle se réduit à : $Z_o^{in}(0) = \frac{k_1}{\sigma_A}$

. dans le cas où le métal A est mince pour le mode courant ($|k_1 d_A| \ll 1$), on a :

$$Z_o^{in}(0) = \frac{\bar{k}_1}{\sigma_B} \frac{\left[1 + d_A \bar{k}_1 \frac{\sigma_B Q_1}{\sigma_A \bar{Q}_1}\right]}{\left[1 + d_A \bar{k}_1 \frac{\sigma_A}{\sigma_B}\right]} \qquad \text{(III.60)}$$

- On explicite ci-dessous $Z^{in}(0)$ (III.58) dans le cadre d'hypothèses suivant :

métal A : mince pour le mode courant, mince pour le mode spin :



métal B : épais pour le mode courant, mince pour le mode spin :

Comme l'indique l'échelle des longueurs ci-dessus, relative au métal A, on a supposé $\delta_A \ll \delta_{eff_A}$.
Dans ces conditions, la partie résonnante de $Z^{in}(0)$ est exclusivement associée à la diffusion des électrons de conduction au sein de l'échantillon bimétallique et est donnée par : $Z_{spin}^{in}(0) = \frac{i\omega[N]}{[R]} Z_o^{in}(0)$ (III.61)

. On envisage la situation où $\frac{\chi_A}{\beta_2} \gg \frac{\chi_B}{\bar{\beta}_2}$ (cette situation sera réalisée dans le cas des échantillons implantés, voir partie B de ce chapitre) et par suite on ne garde, dans $[N]$, que les termes proportionnels à $\left(\frac{\chi_A}{\beta_2}\right)^2$.

. Dans le cadre d'hypothèses envisagé, on peut montrer que $Z_{spin}^{in}(0)$ (III.61) se réduit alors à :

$$Z_{spin}^{in}(0) = \frac{-i\omega}{(d_A+d_B)\sigma_B} \left(\frac{\chi_A}{\beta_2}\right)^2 \frac{1}{\left(\frac{d_A\chi_A+d_B\chi_B}{d_A+d_B}\right)\Omega_{eff}(A,B)} \frac{\left(1+\left[1+d_A\bar{k}_1\right]^2\right)}{\left[1+\frac{\sigma_A}{\sigma_B} d_A \bar{k}_1\right]^2} \qquad \text{(III.62)}$$

- le dernier facteur dans cette expression rend compte du fait que le métal A a été supposé mince pour le mode courant : il agit sur l'amplitude et la phase de l'impédance.

- pour le dénominateur résonnant [R] (C.66) on a traduit que, chaque métal étant mince pour le mode spin, il se réduit au terme résonnant Lorentzien (III.44) déjà discuté.

3. Extension au cas de 3 métaux en contact. Signal en transmission

Nous avons étendu l'étude précédente (partie A.2), qui se rapportait à un échantillon bimétallique, au cas d'un échantillon formé par trois métaux en contact. Nous nous sommes limités au calcul du signal observable en transmission pour une lame trimétallique (d'épaisseur ℓ) constituée par trois métaux A, B, C en contact, d'épaisseurs respectives d_A, d_B, d_C.

. Aux interfaces intermétalliques (A|B) et (B|C), on s'est placé (comme précédemment pour l'échantillon bimétallique) dans le cas d'un couplage magnétique parfait entre les métaux, c'est-à-dire que pour les conditions aux limites relatives à l'aimantation on a exprimé :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{- la continuité du "potentiel" relatif à l'aimantation transverse} \\ \text{- la continuité du courant d'aimantation transverse (composante normale)} \end{array} \right.$$

. Ce calcul du signal transmis a été effectué au cours de notre thèse de 3^e cycle (77) en prenant comme seule hypothèse que le métal B est épais pour le mode courant (simplification qui permet d'utiliser une méthode de résolution plus simple que celle exposée dans l'annexe C pour l'échantillon bimétallique). Nous en traduisons ci-dessous les résultats :

Signal en transmission pour un échantillon trimétallique (A,B,C) - (métal B épais pour le mode courant)

On considère la géométrie où le métal A affleure sur la face (0) et le métal C sur la face (ℓ). Pour discuter le signal transmis et justifier la terminologie que nous allons utiliser, on se place dans la situation où l'excitation hyperfréquence a lieu sur la face (0) et où, par suite, le signal transmis est recueilli à partir de la face (ℓ) (le signal transmis serait exactement identique dans la situation inverse).

. Le métal B ayant été supposé épais pour le mode courant, l'impédance Z^{out} (propre à décrire le signal transmis) se met sous la forme synthétique suivante :

$$\boxed{Z^{out} = \frac{i\omega\, E(0)\, E(\ell)}{[R]}} \qquad \text{(III.63)}$$

c'est-à-dire possède la même "structure" que l'impédance Z^{out} (III.37) qui nous a servi à décrire le signal transmis pour l'échantillon bimétallique (A,B). Dans l'expression ci-dessus (III.63), relative à l'échantillon trimétallique (A,B,C), on a :

- au numérateur

. E(0) est le facteur traduisant l'excitation hyperfréquence sur la face (0) : son expression est exactement donnée, en termes de quantités relatives aux métaux A et B, par celle de E(0) (III.39) qui se rapportait au cas de l'échantillon bimétallique (A,B). Il fait apparaitre deux contributions à l'excitation : l'une dans le métal A, l'autre dans le métal B (cette dernière contribution étant non nulle lorsque le champ excitateur, traversant le métal A, n'est pas complètement atténué lorsqu'il atteint le métal B).

. E(ℓ) est le facteur traduisant la réémission hyperfréquence sur la face (ℓ) : son expression est exactement celle de E(0) (III.39) dans laquelle on a substitué les quantités relatives au métal A par celle du métal C, les quantités se rapportant au métal B restant inchangées.

- au dénominateur : la quantité $[R]$ est associée à la diffusion de spin et à la propagation du mode spin dans chacun des 3 métaux et, par suite, sera résonnante ; son expression est donnée par :

$$[R] = \left[X_A \operatorname{chk}_2^B d_B \operatorname{chk}_2^C d_C + X_B \operatorname{chk}_2^A d_A \operatorname{chk}_2^C d_C + X_C \operatorname{chk}_2^A d_A \operatorname{chk}_2^B d_B + \left(\frac{X_A X_C}{X_B}\right) \operatorname{sh}^2 k_2^B d_B \right] \qquad \text{(III.64)}$$

où $X_j = [\chi D k_2 \operatorname{shk}_2 d]_j$ pour chaque métal $j = A,B,C$.

On note sur cette expression de $[R]$ (III.64) qu'il apparait un terme non linéaire en X_j, à savoir $\frac{X_A X_C}{X_B} \operatorname{sh}^2 k_2^B d_B$ c'est-à-dire un terme de nature nouvelle par rapport à la formule correspondante (C.66) relative au cas de l'échantillon bimétallique.

Expression du dénominateur résonnant $[R]$ de l'échantillon trimétallique lorsque chaque métal est mince pour le mode spin

Dans le cas où chaque métal j (j = A,B,C) est mince pour le mode spin ($|k_2^j d_j| \ll 1$), $[R]$ (III.64) se réduit à :

$$[R] = \left[d_A \chi_A \Omega_A + d_B \chi_B \Omega_B + d_C \chi_C \Omega_C + \frac{d_A \chi_A \Omega_A d_C \chi_C \Omega_C}{\left(\frac{\chi_B D_B}{d_B}\right)} \right] \qquad \text{(III.65)}$$

où on a tenu compte de la relation de dispersion du mode spin dans chaque métal j, le terme résonnant Lorentzien Ω_j étant donné par :

$$\Omega_j = \frac{1}{T_j} + i(\omega - \omega_j) \quad \text{pour chaque métal } j = A,B,C$$

- Il est intéressant de noter la condition qui rend, dans [R] (III.65), le terme non linéaire en Ω négligeable par rapport aux autres (ce terme supplémentaire rend compte du couplage entre les aimantations électroniques des métaux A et C, réalisé par la diffusion des électrons dans le métal B central). Dans l'hypothèse où les métaux A et C sont identiques, la condition à satisfaire sera :

(III.66) $\dfrac{|d_A \chi_A \Omega_A|}{\dfrac{\chi_B D_B}{d_B}} \ll 1$; l'ordre de grandeur de ce rapport est donné par $\dfrac{\dfrac{d_A \chi_A}{T_A}}{\dfrac{d_B \chi_B}{d_B}}$

qui s'écrit identiquement : $2 \dfrac{\dfrac{d_A \chi_A}{T_A}}{\dfrac{d_B \chi_B}{T_B}} \left(\dfrac{d_B}{\delta_{eff_B}}\right)^2$ (III.67)

Comme le métal B est mince pour le mode spin ($d_B \ll \delta_{eff_B}$), il en résulte que la quantité précédente (III.67) sera << 1 et par suite la condition (III.66) satisfaite si $\dfrac{d_A \chi_A}{T_A}$ et $\dfrac{d_B \chi_B}{T_B}$ sont du même ordre de grandeur.

- Dans la situation où le terme supplémentaire discuté précédemment peut être négligé, le dénominateur résonnant prend la forme simple suivante :

$$[R] = [d_A \chi_A \Omega_A + d_B \chi_B \Omega_B + d_C \chi_C \Omega_C] \qquad \text{(III.68)}$$

ce qui conduit à un terme résonnant Lorentzien :

$$[R] = (d_A \chi_A + d_B \chi_B + d_C \chi_C)\left[\frac{1}{T_{eff}} + i(\omega - \omega_{eff})\right] = (d_A \chi_A + d_B \chi_B + d_C \chi_C)\Omega_{eff}(A,B,C) \qquad \text{(III.69)}$$

où les paramètres effectifs de la résonance (ω_{eff}, $\dfrac{1}{T_{eff}}$) pour l'échantillon trimétallique sont donnés par :

$$\omega_{eff}(A,B,C) = \frac{(d_A \chi_A \omega_A + d_B \chi_B \omega_B + d_C \chi_C \omega_C)}{(d_A \chi_A + d_B \chi_B + d_C \chi_C)} \qquad \text{(III.70)}$$

$$\frac{1}{T_{eff}}(A,B,C) = \frac{\left(d_A \chi_A \frac{1}{T_A} + d_B \chi_B \frac{1}{T_B} + d_C \chi_C \frac{1}{T_C}\right)}{(d_A \chi_A + d_B \chi_B + d_C \chi_C)} \qquad \text{(III.71)}$$

Ces paramètres effectifs sont ainsi représentés par des expressions du même type que celles relatives à l'échantillon bimétallique (hypothèses de même nature), les facteurs de pondération étant constitués par les aimantations totales à l'équilibre, respectivement dans chaque métal.

B. APPLICATION D'UN MODELE A 2 (ou 3) METAUX AUX ALLIAGES INHOMOGENES PREPARES PAR IMPLANTATION

1. Modélisation des échantillons implantés

Lorsqu'on implante des ions (qui seront magnétiques dans la matrice considérée) dans une lame de métal pur on obtient un alliage magnétique fortement inhomogène dans la mesure où on forme ainsi à la surface de l'échantillon, dans la couche implantée, un alliage magnétique et où la partie principale de l'échantillon reste non perturbée (métal pur). Pour visualiser théoriquement l'alliage magnétique formé dans la couche implantée on adopte la simplification suivante : la couche implantée est considérée comme un alliage homogène de concentration constante s'étendant sur une épaisseur d_i à partir de la surface (dans cette première approche on néglige donc le fait que la distribution en profondeur des ions implantés, pour une énergie d'implantation donnée, n'est pas en réalité uniforme (chap. IV). D'autre part on utilise le fait que la description d'un alliage homogène, à partir de ses équations caractéristiques, peut se réduire entièrement à une description en terme de métal "effectif" caractérisé par les équations de Bloch et de Maxwell effectives auxquelles satisfait l'aimantation transverse δm_s des électrons de conduction de l'alliage (voir chap. II). Un échantillon implanté sur 1 face sera ainsi modélisé par un échantillon bimétallique (A,B) où le premier métal représente le métal "effectif" correspondant à l'alliage magnétique (considéré comme homogène) de la couche implantée et où le second représente la partie métal pur de l'échantillon implanté.

Pour un tel échantillon bimétallique (où il y a contact électrique parfait et absence de relaxation des aimantations propre à l'interface) on utilise à l'interface des 2 "métaux" des conditions aux limites (relatives à l'aimantation) qui correspondent à un couplage magnétique "parfait" (voir partie A). Ainsi, χ_s^o et D_s désignant respectivement la susceptibilité et le coefficient de diffusion des électrons de conduction de l'alliage de la couche implantée, χ_p et D_p ces mêmes quantités pour la partie métal pur de l'échantillon, ces conditions aux limites expriment à l'interface :

- la continuité du "potentiel" relatif à l'aimantation transverse :

$$\text{en } z = d_i \qquad \frac{\delta m_s}{\chi_s^o} = \frac{\delta m_p}{\chi_p} \tag{III.72}$$

- la continuité du courant d'aimantation transverse (composante normale) :

$$\text{en } z = d_i \qquad -D_s \frac{d}{dz}(\delta m_s) = -D_p \frac{d}{dz}(\delta m_p) \tag{III.73}$$

. Compte tenu du fait que la matrice de l'alliage de la couche implantée est la même que celle de la partie métal pur (par suite $\chi_s^o = \chi_p$) les conditions aux limites précédentes sont semblables à celles utilisées par Walker (89) qui exprime la continuité du courant d'aimantation et la continuité de δm (l'écart à l'équilibre de l'aimantation transverse des électrons de conduction).

Pour un échantillon implanté sur 1 face, ainsi modélisé par un échantillon bimétallique, il résulte de ce qui précède et du calcul effectué plus haut (partie A.2) que le problème de la détermination des impédances caractéristiques (propres à décrire les signaux observables en transmission et en réflexion) se trouve entièrement résolu. Avant de traduire ces résultats pour les échantillons implantés il convient toutefois de nous assurer du point suivant : on a vu précédemment pour un échantillon bimétallique que, dans la matrice d'impédances (C.5), l'identité $Z^{out}(0) \equiv Z^{out}(\ell)$ résultait de ce que, dans chacun des métaux, on a la relation générale (I.33) $\beta_1\beta_2 \frac{\sigma D}{\chi} = -\frac{1}{\mu_o}$ liant les susceptibilités relatives aux modes courant et spin. Qu'en est-il pour l'aimantation δm_s des électrons de conduction d'un alliage ? Compte tenu de β_1 (II.54) et $(-\beta_2)$ (II.55), on a alors

$$\beta_1\beta_2 = \frac{\delta^2}{2D_s}\left(\frac{\eta_s}{iK_s}\right)\frac{\left[1 - \frac{\eta_d\zeta_s}{\eta_s\Omega_d}\right]}{\left[1 - \frac{K_d\zeta_d}{K_s\Omega_d}\right]} \qquad \text{(III.74)}$$

où les différentes quantités relatives au système moments localisés-électrons de conduction, apparaissant dans cette expression, ont été données (dans le tableau 1, chap.II) pour les 2 formes de destination de la relaxation envisagées. Dans le cas de la forme 1 (incluant le champ d'échange dans le champ instantané local) les facteurs $\left[1 - \frac{\eta_d\zeta_s}{\eta_s\Omega_d}\right]$ et $\left[1 - \frac{K_d\zeta_d}{K_s\Omega_d}\right]$ sont, selon (B.107), rigoureusement égaux ce qui conduit (compte tenu de $\eta_s/iK_s = \omega\chi_s^o$) à la relation :

$$\beta_1\beta_2 \frac{\sigma D_s}{\chi_s^o} = -\frac{1}{\mu_o} \qquad \text{(III.75)}$$

liant les susceptibilités relatives aux modes courant et spin pour l'aimantation δm_s des électrons de conduction de l'alliage, c.a.d. une relation exactement de la même forme que pour l'aimantation transverse des électrons de conduction d'un métal pur (I.33). Dans le cas de la forme 2 (excluant le champ d'échange) les facteurs précédents, explicités respectivement par (B.98) et (B.96), ne sont pas rigoureusement identiques (dans ces expressions, en facteur de la quantité τ_{ex}, ce sont respectivement les fréquences de résonance ω_s et ω_d des 2 systèmes de spins qui interviennent au lieu de la fréquence excitatrice ω) : cette différence for-

melle par rapport au cas de la forme 1 (et ses conséquences) illustre le fait que, dans un alliage, la forme correcte à considérer pour la destination de la relaxation est bien la forme 1 (en pratique la différence précédente ne joue un rôle que dans la situation où les rapports giromagnétiques γ_s et γ_d sont très différents).

2. Signal en transmission : expression de l'impédance Z^{out}

. Un échantillon implanté étant modélisé, respectivement, par un échantillon bimétallique pour une implantation sur 1 face et par un échantillon trimétallique pour une implantation sur les 2 faces, on traduit ci-dessous pour les échantillons implantés l'expression de l'impédance Z^{out} propre à décrire le signal observable en transmission (la description théorique correspondante du signal observable en réflexion sera donnée au chap.VI). Pour un échantillon implanté (d'épaisseur ℓ), la partie métal pur d'un tel échantillon étant épaisse pour le mode courant, l'expression de Z^{out} peut s'écrire (voir partie A) sous la forme synthétique suivante :

$$Z^{out} = i\omega \frac{E(0)E(\ell)}{[R]}$$

où, au numérateur, E(0) et E(ℓ) sont des facteurs traduisant, respectivement, l'excitation hyperfréquence sur la face (0) et la réémission sur la face (ℓ) et où, au dénominateur, la quantité [R] est associée à la diffusion de spin dans chacun des "métaux" de l'échantillon. Dans ce qui suit l'indice p caractérisera la partie métal pur (épaisseur d_p) de l'échantillon implanté, les indices s et d seront relatifs, respectivement, aux électrons de conduction et aux moments localisés de l'alliage de la couche implantée (métal "effectif" i). Pour l'application d'un modèle à 2 (ou 3 métaux) on va considérer uniquement ci-dessous la situation qui sera réalisée, dans la majorité des cas, pour les échantillons implantés : la couche implantée est mince pour le mode courant ($d_i < \delta_i$) et chacun des métaux de l'échantillon (partie métal pur et couche implantée) est mince pour le mode spin. Dans ces conditions décrivons, respectivement, les expressions du numérateur et du dénominateur de l'impédance Z^{out} :

a) numérateur de Z^{out} :

- échantillon implanté sur 1 face : considérant la couche implantée située sur la face (0), le facteur de réémission hyperfréquence sur la face (ℓ) est alors décrit, selon (III.48), par :

$$E(\ell) = -\frac{X_p}{\sigma_p^{1/2}} \qquad \text{(III.76)}$$

. Compte tenu de l'expression de $(-\beta_2)$ (II.55) relative à l'aimantation δm_s de l'alliage de la couche implantée, le facteur traduisant l'excitation hyperfréquence sur la face (0) s'exprime alors, selon (III.49) [voir note en bas de page dans la discussion de ce facteur partie A], comme :

$$E(0) = \left\{ \frac{\left(-\frac{\chi_s^o}{\sigma_i^{1/2}}\right)\left(K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d}\right) d_i k_1 \left[1 + \frac{\sigma_i}{\sigma_p} \frac{d_i \bar{k}_1}{2}\right] + \left(-\frac{\chi_p}{\sigma_p^{1/2}}\right)\left[1 + \frac{d_i \chi_s^o D_s Q_2^o}{\chi_p D_p \bar{k}_1}\right]}{\left[1 + \frac{\sigma_i}{\sigma_p} d_i \bar{k}_1\right]} \right\} \qquad \text{(III.77)}$$

où k_1 et $\bar{k}_1$ désignent, respectivement, les vecteurs d'onde du mode courant dans la couche implantée et la partie métal pur.

. Pour les concentrations locales en impuretés que nous envisagerons, ce facteur sera dominé à basse température par le terme d'excitation des électrons de conduction dans l'alliage de la couche implantée qui est proportionnel à :

$$\chi_s^o\left(K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d}\right) \text{ (III.78), c.a.d. } \chi_s^o\left[1 + \frac{\gamma_s \chi_d^o}{\gamma_d \chi_s^o} \frac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega_d \tau_{ex})}{\left[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega - \omega_d')\right]}\right]$$

lorsqu'on explicite ce terme (pour la forme 2, d'après (B.96)). Ce terme (III.78) sera lui-même dominé, à basse température, par la susceptibilité des impuretés où il importe de noter qu'il s'agit de la susceptibilité transverse résonnante (à ω_d') des impuretés : comme indiqué au chap.II, ce terme traduit la façon dont les électrons de conduction sont excités dans l'épaisseur de peau de l'alliage.

- échantillon implanté sur les 2 faces : pour une implantation identique par face, les facteurs d'excitation et de réémission hyperfréquence sont identiques et $E(0) = E(\ell)$ est décrit par l'expression (III.77) discutée ci-dessus.

b) dénominateur de Z^{out} :

- échantillon implanté sur 1 face :

. Chacun des 2 "métaux" de l'échantillon implanté étant mince pour le mode spin, le dénominateur résonnant [R] est alors donné, suivant (C.66), par :

$$[R] = d_i \chi_s^o D_s Q_2^o + d_p \chi_p \Omega_p \qquad \text{(III.79)}$$

où dans cette expression Ω_p est le terme résonnant Lorentzien du métal pur et où Q_2^o (II.41) désigne le carré du vecteur d'onde du mode spin pour l'alliage de la

couche implantée : cette relation de dispersion du mode spin $Q_2^o(\omega)$, qui peut s'exprimer en termes des fréquences propres de résonance $(\tilde{\omega}_1,\tilde{\omega}_2)$ du système moments localisés-électrons de conduction (voir chap.II et annexe B), dépendra du régime dynamique de spins de l'alliage de la couche implantée et par suite du système impuretés-électrons de conduction considéré.

- échantillon implanté sur les 2 faces :

Dans le même cadre d'hypothèses que celui envisagé précédemment, pour une même implantation par face (par suite pour des "métaux" A et C identiques), on déduit à partir de (III.64) que le dénominateur résonnant [R] est donné par :

$$[R] = 2d_i\chi_s^o D_s Q_2^o + d_p\chi_p\Omega_p + \frac{(d_i\chi_s^o D_s Q_2^o)^2}{(\chi_p D_p/d_p)} \qquad \text{(III.80)}$$

et le critère qui rend le dernier terme négligeable par rapport aux premiers (l'équivalent de la condition (III.66) pour un échantillon trimétallique (A,B,C)) s'exprime comme :

$$\frac{|d_i\chi_s^o D_s Q_2^o|}{(\chi_p D_p/d_p)} \ll 1 \qquad \text{(III.81)}$$

En résumé, sur l'expression de Z^{out} donnée ci-dessus, on peut noter dès à présent les caractéristiques principales du signal transmis des échantillons implantés : comme dans un alliage homogène le signal transmis correspond au produit de 2 fonctions résonnantes, associées respectivement à l'excitation des électrons de conduction dans l'épaisseur de peau (numérateur de Z^{out}) et à la diffusion de ces électrons de conduction au sein de l'échantillon (dénominateur de Z^{out}). D'autre part, par rapport au métal pur témoin, l'effet d'augmentation (sur l'excitation ou la réémission hyperfréquence) est quadratique lorsqu'on passe d'une implantation sur 1 face à une implantation sur les 2 faces alors que l'effet sur la diffusion des électrons de conduction est essentiellement linéaire par rapport au nombre de faces implantées (dans la mesure où le critère (III.81) est satisfait, ce qui sera généralement le cas pour les différents systèmes que nous avons étudiés expérimentalement comme nous le verrons ultérieurement).

REFERENCES RELATIVES AUX CHAPITRES I, II, III.

1) T.W.Griswold, A.F.Kip and C.Kittel, Phys.Rev.88, 951 (1952)

2) G.Feher and A.F.Kip, Phys.Rev.98, 337 (1955)

3) F.J.Dyson, Phys.Rev.98, 349 (1955)

4) R.J.Elliott, Phys.Rev.96, 266, 280 (1954)

5) G.Reuter and E.Sondheimer, Proc.Roy.Soc.(London) A 195, 336 (1948)

6) M.Ia Azbel', V.I.Gerasimenko and I.M.Lifshitz, Zh.Eksperim.i.Teor.Fiz.32,1212(1957) [English transl.: Soviet Phys.JETP 5, 986 (1957)]
- ibid, 31, 357 (1956); English transl: Soviet Phys.JETP 4, 276 (1957)
- I.M.Lifshitz, V.I. Gerasimenko, J.Phys.Chem.Solids 1, 164 (1956)

7) R.B.Lewis and T.R.Carver, Phys.Rev.Letters 12, 693 (1964)

8) N.S.Vander Ven and R.T.Schumacher, Phys.Rev.Letters 12, 695 (1964)

9) R.B.Lewis and T.R.Carver, Phys.Rev.155, 309 (1967)

10) M.Lampe and P.M.Platzman, Phys.Rev.150,340 (1966)

11) A.B.Pippard, in Low Temperature Physics, edited by C.De Witt(Gordon and Breach, Science Publishers, New York, 1962)

12) H.C.Torrey, Phys.Rev.104, 563 (1956)

13) F.Bloch, Phys.Rev.70, 460 (1946)

14) J.I.Kaplan, Phys.Rev.115, 575 (1959)

15) P.G.de Gennes, Rapport interne du C.E.A.(non publié)(1958)

16) G.D.Gaspari, Phys.Rev.151, 215 (1966)

17) P.M.Platzman and P.A.Wolff, Solid State Physics Suppl.13, Academic Press, New York and London (1973)

18) P.Nozieres, Polarisation Matière et Rayonnement, p 381, Presses Universitaires de France (1969)

19) M.B.Walker, Phys.Rev.B 3, 30 (1971)

20) A.Abragam, The Principles of Nuclear Magnetism, p 53, Oxford Press (1961)

21) M.B.Walker, Can.Journal of Physics 48, 111 (1970)

22) G.L.Dunifer, Ph.D.Thesis, University of California, San Diego (1968) (non publié)

23) L.Landau et E.Lifchitz, Electrodynamique des milieux continus, p 366, Editions MIR, Moscou (1969) (voir, en particulier, note en bas de page 252)

24)-W.M.Walsh, Jr., L.W.Rupp, Jr., and P.H.Schmidt, Phys.Rev.Lett.16, 181 (1966)
-S.Schultz and M.R.Shanabarger, Phys.Rev.Lett.16, 178 (1966)

25) S.Schultz and C.Latham, Phys.Rev.Lett.15, 148 (1965)

26) S.Schultz, M.R.Shanabarger and P.M.Platzman,Phys.Rev.Lett.19, 749 (1967)

27)-P.Monod and A.Janossy, J.Low Temp.Phys.26, 311 (1977)
-H.Hurdequint, présent travail (voir chapitre VIII)

28)-J.H.Orchard-Webb and J.E.Cousins, Physics Lett.28, 236 (1968)
-B.L.Gehman, Ph.D.Thesis, University of California, San Diego (1973) (non publié)

29) S.Schultz, G.Dunifer and C.Latham, Physics Lett.23, 192 (1966)

30) P.Monod, Conférence "LT 15", Grenoble, Jour.Phys.Colloques 39, 1472 (1978)

31) S.Schultz and G.Dunifer, Phys.Rev.Lett.18, 283 (1967)

32) L.D.Landau, Zh.Eksperim.i Teor.Fiz.30, 1058 (1956); 32, 59 (1957)[Soviet Phys. JETP 3, 920 (1956); 5,101 (1957)]

33)-V.P.Silin, Zh.Eksperim.i Teor.Fiz.33, 495 (1957); 33, 1227 (1957) [Soviet Phys. JETP 6, 387 (1958); 6, 945(1958)]

-V.P.Silin, Zh.Eksperim.i Teor.Fiz 35, 1243 (1958)[Soviet Phys.JETP 8, 870(1959)]

34) P.M.Platzman and P.A.Wolff, Phys.Rev.Lett.18, 280 (1967)

35) A.Wilson and D.R.Fredkin, Phys.Rev.B 2, 4656 (1970)

36) G.Dunifer, D.Pinkel and S.Schultz, Phys.Rev.B 10, 3159 (1974)

37) L.D.Flesner and S.Schultz, Phys.Rev.B 14, 4759 (1976)

38) J.E.Kettler, W.L.Shanholtzer, and W.W.Vehse, J.Phys.Chem.Solids 30, 665 (1969)

39) G.Dunifer, M.R.Patisson, T.M.Hsu, Phys.Rev.B 15, 315 (1977)

40) D.Lubzens, M.R.Shanabarger and S.Schultz, Phys.Rev.Letters 29, 1387 (1972)

41) D.Lubzens, Ph.D.Thesis, University of California, San Diego (1975) (non publié)

42) N.Bloembergen, E.M.Purcell and R.V.Pound, Phys.Rev.73, 679 (1948)

43) F.Beuneu, Thèse d'Etat, Université de Paris-Sud, Orsay (1979)

44) D.Lubzens and S.Schultz, Phys.Rev.Letters 36, 1104 (1976)

45) L.Janssens, A.Stesmans, J.Cousins et J.Witters, Phys.Stat.Sol.(b)67, 231 (1975)

46) J.Van Meijel, A.Stesmans et J.Witters, Solid State Com.21, 753 (1977)

47) G.L.Dunifer and M.R.Pattison, Phys.Rev. B 14, 945 (1976)

48) D.R.Fredkin and R.Freedman, Phys.Rev.Letters 29, 1390 (1972)

49) R.Freedman and D.R.Fredkin, Phys.Rev.B 11, 4847 (1975)

---

50) J.Owen, M.Browne, W.D.Knight and C.Kittel, Phys.Rev.102, 1501 (1956)
J.Owen, M.Browne, V.Arp and A.F.Kip, J.Phys.Chem.Solids 2, 85 (1957)

51) H.Hasegawa, Prog.Theor.Phys.21, 483 (1959)

52) H.J.Spencer and R.Orbach, Phys.Rev.179, 683 (1969); R.Orbach and J.H.Spencer, Phys.Rev.179, 690 (1969)
J.Zitkova, R.Orbach and B.Giovannini, Phys.Rev.B 4, 4306 (1971)

53) W.Brenig, W.Götze and P.Wölfle, Phys.Rev.B 2,4533 (1970)
W.Götze and P.Wölfle, J.Low Temp.Phys.5, 575 (1971); 6, 455 (1972)

54) M.B.Walker, Phys.Rev.131, 3690 (1970); Phys.Rev.B 7, 2920 (1973)

55) D.C.Langreth and J.W.Wilkins, Phys.Rev.B 6, 3189 (1972)
J.Sweer, D.C.Langreth, and J.W.Wilkins, Phys.Rev.B 13, 192 (1976)

56) S.E.Barnes and J.Zitkova-Wilcox, Phys.Rev.B 7, 2163 (1973)

57) M.R.Shanabarger, Ph.D.Thesis, University of California, San Diego (1970)(non publié)

58) S.Schultz, D.R.Fredkin, B.L.Gehman and M.R.Shanabarger, Phys.Rev.Letters 31, 1297 (1973)

59) B.L.Gehman, Ph.D.Thesis, University of California, San Diego (1973) (non publié)

60) S.Oseroff, B.Gehman, S.Schultz and C.Rettori, Phys.Rev.Letters 35, 679 (1975)

61) D.Davidov, A.Dixon, K.Baberschke, E.O.Chock and R.Orbach, Phys.Rev.B 8, 3563 (1973)

62) D.R.Fredkin and S.Schultz, Phys.Rev.Letters 35, 682 (1975)
63) T.Plefka, Phys.Stat.Solidi(b) 55, 129 (1973)
64) S.E.Barnes, Phys.Rev.B 9, 4789 (1974)
65) D.C.Langreth, D.L.Cowan and J.W.Wilkins, Solid State Com.6, 131 (1968)
66) R.Chui, R.Orbach and B.L.Gehman, Phys.Rev.B 2, 2298 (1970)
67) S.E.Barnes, J.Dupraz and R.Orbach, J.Appl.Phys.42, 1659(1971)
68) -T.Kasuya, Prog.Theor.Phys.16, 45 (1956)
-K.Yosida, Phys.Rev.106, 893 (1957); 107, 396 (1957)
69) J.Korringa, Physica 16, 601 (1950)
70) A.Overhauser, Phys.Rev.89, 689 (1953)
71) H.Cottet, P.Donzé, J.Dupraz, B.Giovannini and M.Peter, Z.Angew.Phys.24, 249 (1968)
72) S.Schultz, M.R.Shanabarger and P.M.Platzman, Phys.Rev.Lett.19, 749 (1967)
73) P.Monod and S.Schultz, Phys.Rev.173, 645(1968)
74) M.B.Walker, Can.Journal of Physics 52, 2065 (1974)
75) G.Alquié, Thèse d'Etat, Université Pierre et Marie Curie, Paris (1977)
76) S.Oseroff, M.Passeggi, D.Wohlleben and S.Schultz, Phys.Rev.B 15, 1283 (1977)
77) H.Hurdequint, Thèse de 3ème cycle, Université de Paris-Sud, Orsay (1973)
78) J.H.Pifer and R.T.Longo, Phys.Rev.B 4, 3797 (1971)
79) D.Davidov, C.Rettori, R.Orbach, A.Dixon and E.P.Chock, Phys.Rev.B 11, 3546 (1975)

---

80) H.B.Callen, Thermodynamics (voir en particulier:part III), John Wiley and Sons, New York (1962)
81) P.Nozières, Thermodynamique des phénomènes irréversibles, Cours de maitrise (non publié), Fac.Sciences Paris (1970)
82) B.I.Halperin and W.M.Saslow, Phys.Rev.B16, 2154 (1977)
83) L.Landau et E.Lifchitz, Electrodynamique des Milieux continus, p 196, Editions MIR, Moscou (1969)
84) R.H.Silsbee, A.Janossy and P.Monod, Phys.Rev.B 19, 4382 (1979)
85) M.B.Walker, Phys.Rev.B 3, 30 (1971)
86) -B.Vigouroux, Thèse, Universitè Paul Sabatier, Toulouse (1979) (non publié)
-B.Vigouroux and J.C.Gourdon, Solid State Com.28,707 (1978)
87) L.D.Flesner, D.R.Fredkin and S.Schultz, Solid State Com.18, 207 (1976)
88) L.Landau et E.Lifchitz, Electrodynamique des Milieux continus, p 376, Editions MIR, Moscou(1969).
89) M.B. Walker, Phys. Rev. Lett. 30,891 (1973)

CHAPITRE IV

TECHNIQUE EXPERIMENTALE ET PREPARATION DES ECHANTILLONS

A. PREPARATION ET CARACTERISATION DES ECHANTILLONS IMPLANTES

1. Caractéristiques de la matrice de métal pur. Métallurgie

. Pour la réalisation des alliages inhomogènes, préparés par implantation ionique, que nous avons étudiés, nous avons essentiellement utilisé comme matrices de métal pur (de grande pureté) les métaux suivants : les métaux nobles cuivre, argent, or et l'aluminium. (Nous avons également étudié des échantillons dont la matrice était un métal de transition : le palladium et le platine mais nous ne ferons référence à ce type d'étude que très brièvement).

. Les échantillons de métal pur témoin, comme ceux destinés à être implantés, sont constitués par des lames minces (d'une surface de l'ordre du cm^2) d'une épaisseur comprise typiquement entre 10 et 80 µm, c.a.d appropriée pour une étude ultérieure en résonance par transmission. Nous avons utilisé, selon les cas, des lames monocristallines ou polycristallines et procédé, de manière générale, à un recuit de ces lames (avant implantation) de façon à obtenir un rapport de résistivité le plus élevé possible ; cependant, au cours de l'étude des systèmes AgGd, AlGd, AgEr, AuGd, AuMn, nous avons également utilisé comme matrices de départ des échantillons non recuits après laminage ce qui présente un grand intérêt du point du vue de la résonance de spin (de son observabilité) comme nous le verrons ultérieurement.

. Pour chaque système étudié nous donnerons, pour les échantillons auxquels il sera fait référence, les caractéristiques "d'ordre métallurgique" de leur matrice de métal pur : l'état cristallographique (monocristal ou polycristal), les conditions de recuit, le rapport de résistivité. (ces indications seront portées dans les tableaux correspondants)

2. Implantation

a) Réalisation

. L'implantation de l'ensemble de nos échantillons a été réalisée au laboratoire Réné Bernas à Orsay par Chaumont et son équipe, à l'aide du séparateur à isotopes dénommé Simplet .

. L'implanteur comprend schématiquement les éléments suivants :

. L'élément que l'on veut implanter ou un composé de cet élément est placé dans un four qui permet d'obtenir l'élément choisi sous forme vapeur (pour le Mn on utilise comme source le Mn pur ; pour les autres éléments la forme chlorure de l'élé-

ment considéré est souvent la source la plus appropriée). Les atomes sont alors ionisés dans un arc électrique et accélérés sous une tension initiale de 40 à 50 kV.

. Les ions sont alors séparés dans un champ magnétique. A l'aide de cet élément de séparation isotopique on a la possibilité de choisir un isotope de l'élément considéré et de sélectionner des ions une fois ou plusieurs fois chargés (il suffit de se placer sur la masse qui correspond au même rapport e/m). Le faisceau d'ions choisis est ensuite post-accéléré par une tension pouvant varier de 0 à 90 kV, avant d'atteindre la cible. Un dispositif de balayage électrostatique du faisceau permet d'assurer l'homogénéité spatiale du bombardement sur la surface de la cible.

On mesure les charges arrivant sur la cible, c'est à dire la dose d'implantation (si toutes les charges sont attribuées aux ions primaires) à l'aide d'un intégrateur placé à la haute tension (de post-accélération) : compte tenu de la remarque précédente, la précision que l'on peut estimer sur la mesure de la dose d'implantation est typiquement inférieure à 10 %. Dans ces expériences, la pureté du faisceau est supérieure à 99 %. Selon les cas, comme il a été précisé plus haut, on utilise des ions doublement ou triplement chargés ce qui permet d'atteindre des énergies plus élevées (énergie maximale accessible par unité de charge étant $\sim$ 130 keV) et d'éviter la contamination du faisceau. Toutes les implantations ont été réalisées à température ordinaire, les conditions de vide dans l'enceinte renfermant les cibles étant de l'ordre de 5.10^{-7} Torr et l'intensité du courant d'ions primaires typiquement de l'ordre du µA. Le porte-cible est à barillet (6 positions) ce qui permet de réaliser toute une série d'implantations avec le même faisceau d'ions primaires ; d'autre part, sur chaque position, la surface implantée est telle qu'on a la possibilité de juxtaposer deux échantillons, possibilité que nous avons exploitée pour réaliser des implantations exactement identiques par face sur des échantillons destinés à être implantés respectivement sur 1 face et sur 2 faces.

b) Pénétration des ions au sein de la matrice

b.1. Distribution de parcours des ions implantés

α) Cadre théorique : Modèle de Lindhard, Scharff et Schiott

Lorsqu'une particule d'énergie comprise entre quelques keV et quelques MeV pénètre dans la matière, elle perd cette énergie par les deux processus

suivants :

- des collisions élastiques avec les noyaux des atomes du milieu (ralentissement d'origine nucléaire)

- des collisions inélastiques avec les électrons de ces atomes, c'est à dire l'excitation et l'ionisation des niveaux électroniques.

Le premier processus (freinage nucléaire) est responsable de la création des défauts ponctuels dans un cristal, par déplacement des atomes de la cible de leur site, le second processus (freinage électronique) implique une perte d'énergie moins grande par collision, contribue de façon négligeable au désordre du réseau et ne devient dominant que pour des énergies élevées des particules incidentes.

. Prenant en compte ces deux processus de ralentissement, Lindhard et al (1) (modèle L.S.S., noté en abrégé) ont développé une théorie permettant de décrire la distribution de parcours d'ions monocinétiques implantés dans un solide (amorphe) et leur distribution en profondeur au sein de la matrice (distribution de parcours projeté sur la direction du faisceau incident, choisie expérimentalement normale à la surface de l'échantillon). Dans le cadre de cette théorie L.S.S., pour l'ensemble de nos échantillons implantés, nous avons déterminé (voir paragraphe β ci-dessous) les profils d'implantation (caractérisés par les premiers moments de la distribution en profondeur des ions implantés). Rappelons brièvement le contenu de cette théorie en mettant en évidence les différentes quantités physiques impliquées.

Pour décrire l'énergie d'interaction entre l'ion incident et les atomes de la matrice, L.S.S. utilisent un potentiel coulombien écranté de Thomas Fermi : $V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \varphi(r/a)$ où le rayon d'écran est donné par $a = 0.8\,853\ a_o \times (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$ (IV.1) a_o étant le rayon de Bohr, et où $\varphi(r/a)$ est la fonction de Fermi. Utilisant une section efficace différentielle de collision entre l'ion incident et un atome de la cible, déduite de la forme de ce potentiel écranté, L.S.S. ont dérivé une relation universelle pour le pouvoir de ralentissement nucléaire $\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n$ en termes de paramètres réduits ρ et ε (sans dimension), se rapportant respectivement au parcours et à l'énergie, définis par les relations suivantes :

$$\varepsilon = \frac{1}{\alpha} E \quad \text{où} \quad \alpha = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{a} \left(1 + \frac{M_1}{M_2}\right) \qquad \text{(IV.2)}$$

$$\rho = \frac{1}{\beta} R \quad \text{où} \quad \beta = \frac{1}{\gamma N_2 \pi a^2} \qquad \text{(IV.3)}$$

où dans cette dernière expression : $\gamma = \frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2}$ (IV.4) représente le taux maximal d'énergie transférée dans une collision. Dans les expressions précédentes : N_2 désigne le nombre d'atomespar unité de volume de la cible, Z et M sont le numéro atomique et la masse, les indices 1 et 2 se rapportant respectivement au projectile et aux atomes de la cible.

. L.S.S. incluent également dans leur description le ralentissement d'origine électronique, dérivant un pouvoir de ralentissement électronique $\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e$ de la forme : $\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e = k\ \varepsilon^{1/2}$, c'est à dire proportionnel à la vitesse de l'ion incident ; le paramètre k est une fonction de (Z_1, Z_2, M_1, M_2) et se range dans l'intervalle de valeurs [0.1 ; 0.3] pour la plupart des couples cible-projectile.

. Pour le pouvoir de ralentissement total $\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)$, somme des 2 contributions précédentes, on peut voir (Fig.2.L.S.S. (1)) que le processus de ralentissement nucléaire est dominant à basse énergie tandis que la contribution d'origine électronique (proportionnelle à la vitesse) devient dominante à plus haute énergie (à partir typiquement de $\varepsilon \sim 3$).

. A partir de ce pouvoir de ralentissement total $\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)$, par intégration sur l'énergie, L.S.S. dérivent alors la relation donnant ρ en fonction de ε, c.a.d le parcours total en fonction de l'énergie (fonction dépendant de k caractérisant le freinage électronique). Utilisant une approche simplifiée, supposant que les fluctuations de parcours sont faibles devant le parcours et obéissent à une loi gaussienne, pour une énergie E donnée des ions incidents, ils calculent alors le parcours moyen $\bar{R}$ et l'écart quadratique moyen δR. Avec ce modèle on obtient également la distribution de parcours Rp projeté sur la direction du faisceau d'ions incidents et par suite la distribution en profondeur des ions implantés, qui nous intéresse principalement. Cette distribution, supposée gaussienne, sera de même caractérisée par la valeur moyenne $\bar{R}p$ et l'écart quadratique moyen δR_p (ou la variance relative $\frac{\delta Rp}{Rp}$).

β) Caractérisation théorique des profils d'implantation pour les différents systèmes étudiés.

Pour les différents systèmes que nous avons étudiés, nous avons déterminé avec le modèle L.S.S., les premiers moments de la distribution en profondeur des

ions implantés. Pour ce faire, nous avons tout d'abord tabulé pour les différents couples cible-projectile considérés les différentes quantités : α (IV.2), β (IV.3) ... γ (IV.4), k, $\mu = \frac{M_2}{M_1}$ mises en jeu dans la théorie L.S.S. On détermine ensuite, pour l'énergie E choisie des ions incidents, la profondeur moyenne d'implantation (notée Rp dans le tableau IV) et la variance relative $\frac{\delta R_p}{R_p}$, à l'aide des tables de Winterbon (2), basées pour la distribution des ions sur la théorie L.S.S. Pour la détermination des caractéristiques du profil d'implantation des ions le paramètre dominant est le rapport $\mu = \frac{M_2}{M_1}$ des masses : le principe d'utilisation de ces tables (2) consiste alors à encadrer la valeur de μ du système considéré par un couple de valeurs de μ correspondants à des systèmes de référence dont les caractéristiques d'implantation sont tabulées en fonction de l'énergie. On procède alors par interpolation sur μ (à la suite d'interpolations sur l'énergie et le freinage électronique k).

Pour les différents systèmes étudiés les résultats sont portés dans le tableau IV où nous avons rangé les systèmes par ordre de μ croissant, successivement, dans la 1ère partie du tableau pour les ions légers (ions de transition) et dans la 2ème partie pour les ions lourds (terres rares essentiellement). Pour la gamme d'énergies utilisées, correspondant à des énergies réduites ε dans l'intervalle [0.1 ; 2], le parcours total est grosso modo proportionnel à l'énergie.

. Dans ce tableau IV nous avons indiqué les valeurs correspondantes de $\mu = \frac{M_2}{M_1}$, k (freinage électronique) et de l'énergie réduite ε dans les premières colonnes et donné les valeurs de R_p, $\frac{\delta R_p}{R_p}$, δR_p avec la précision permise par l'utilisation des tables (2) puisqu'il s'agit de prévisions théoriques dans le cadre du modèle L.S.S. D'une façon générale la comparaison à l'expérience du modèle L.S.S. indique que ce modèle donne la profondeur moyenne d'implantation R_p à 10 % près et le second moment de la distribution δR_p à typiquement 20 à 30 % près.

Dans la dernière colonne du tableau IV nous avons donné la concentration moyenne locale $\bar{c}$ des impuretés implantées pour notre dose d'implantation standard $D_s = 5.25 \times 10^{14}$ ions/cm^2 (pour l'ensemble de nos implantations les doses ont été choisies comme un multiple ou une fraction simple de cette dose de référence) ; indiquons la manière dont nous définissons cette concentration "moyenne" : autour de la profondeur moyenne d'implantation R_p le profil d'implantation a été supposé gaussien et par suite est caractérisé par une largeur totale $2\,\delta R_p$ (correspondant à une amplitude relative par rapport à celle du maximum : $\frac{p(\delta R_p)}{p_{max}} = e^{-1/2} \sim 0.606$) ; on définit une concentration moyenne locale de l'alliage ainsi formé dans la couche implantée, à partir de l'aire de la gaussienne sous tendue par cette largeur $2\,\delta R_p$ autour du maximum, de la manière suivante :

TABLEAU IV

projectile	cible	$\mu=\frac{M_2}{M_1}$	k	ε	E (en keV)	R_p (en Å)	$\frac{\delta R_p}{R_p}$	δR_p (en Å)	concentration $\bar{c}$ (en ppm)
Mn_{55}	Cu	1.155	0.172	0.261	45	126	0.527	66	2 930
				0.696	120	305	0.472	144	1 345
				1.277	220	552	0.426	235	825
				2.089	360	919	0.382	352	550
Cr_{52}	Cu	1.222	0.171	1.34	220	596	0.429	256	760
Mn_{55}	Ag	1.961	0.228	0.442	112	314	0.583	183	1 535
Cr_{52}	Ag	2.074	0.236	0.505	120	348	0.583	203	1 390
Mn_{55}	Au	3.581	0.355	0.298	120	240	0.746	180	1 545
				0.496	200	386	0.691	266	1 040
Gd_{158}	Al	0.171	0.111	0.123	100	370	0.275	102	2 690
				0.196	160	530	0.273	145	1 890
Er_{168}	Ag	0.642	0.144	0.19	260	305	0.449	137	2 050
Gd_{158}	Ag	0.683	0.146	0.212	260	318	0.456	145	1 940
Sb_{122}	Ag	0.884	0.158	0.27	219	319	0.485	155	1 815
Gd_{158}	Au	1.247	0.190	0.158	260	232	0.558	129	2 145

- Dans la dernière colonne de ce tableau la concentration moyenne locale $\bar{c}$ (voir texte pour définition) correspond à la dose d'implantation suivante $D_s = 5.25 \times 10^{14}$ ions/cm^2 (notre dose standard)

- La signification des différentes grandeurs portées dans ce tableau sont indiquées dans le texte (paragraphe β), l'énergie E de l'ion incident est exprimée en keV et la profondeur moyenne d'implantation R_p en Å.

- Sur la figure (IV.1) on a tracé un profil théorique de distribution en profondeur d'ions implantés (supposé gaussien) en indiquant la définition de R_p et δR_p.

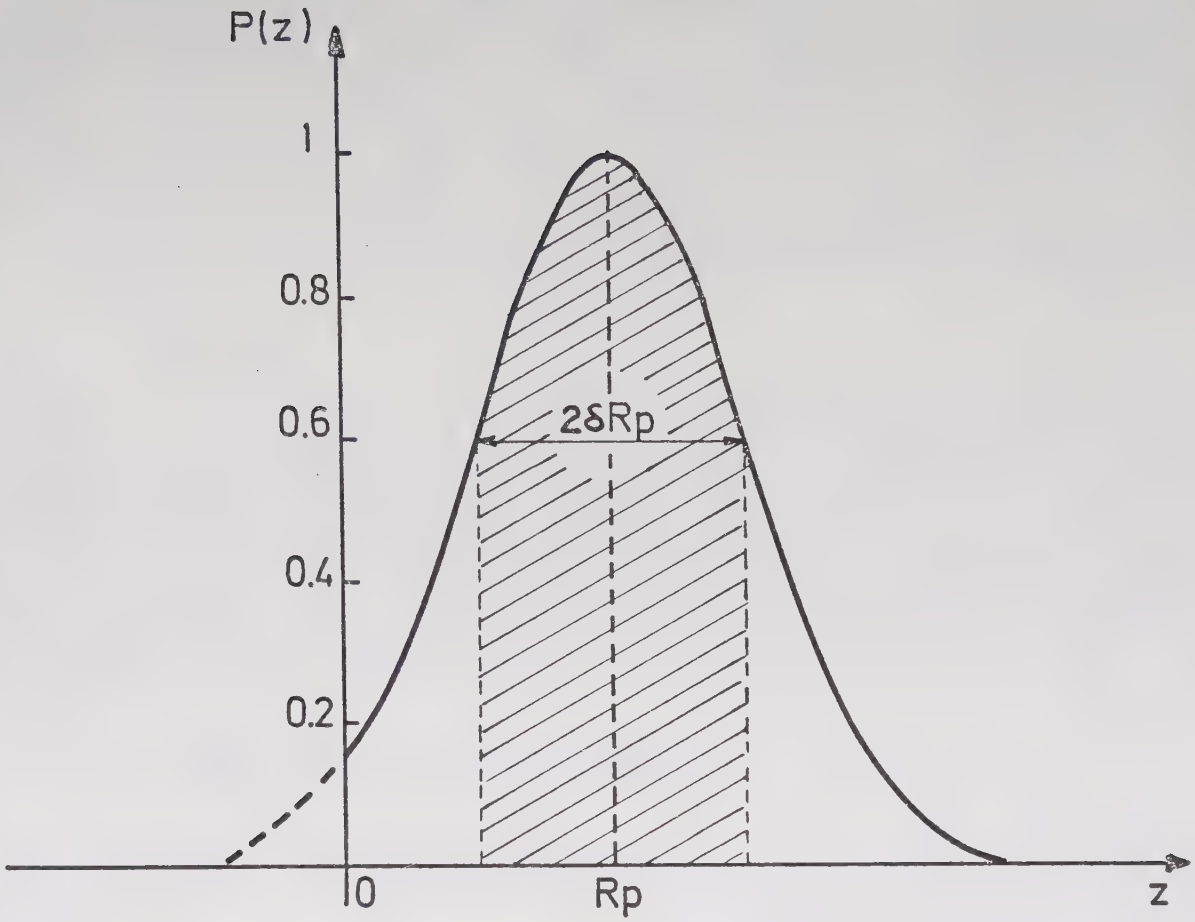


Figure IV.1 : Profil théorique de distribution en profondeur d'ions implantés. Ce profil, supposé gaussien, est caractérisé par la profondeur moyenne d'implantation R_p et l'écart quadratique moyen δR_p. Correspondant à un tel profil gaussien, pour une dose donnée d'implantation, on a défini, en (IV.5), la concentration moyenne locale $\bar{c}$ à partir de l'aire hachurée.

$$\bar{c} = \frac{D}{2\delta R_p N_2} \frac{I(2\delta R_p)}{I} \qquad (IV.5)$$

où D représente la dose d'implantation des ions incidents

N_2 le nombre d'atomes de la cible par unité de volume

$\frac{I(2\delta R_p)}{I}$ représente le rapport de l'aire sous tendue par la largeur totale $2\delta R_p$ à l'aire totale de la gaussienne (il vaut 0.627)

Comme la concentration au maximum de la gaussienne est donnée par : $c_{max} = \frac{D}{\delta R_p N_2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}}$, la concentration moyenne précédemment définie $\bar{c}$ (IV.5) correspond à : $\bar{c} = 0.786\ c_{max}$

. Nous avons adopté le critère précédent pour caractériser la concentration moyenne représentative de l'alliage magnétique formé dans la couche implantée (négligeant ainsi les zones de plus faible concentration dans les ailes de la distribution) afin de mieux apprécier les effets de concentration locale qui se manifestent dans les expériences de résonance (les effets liés aux intéractions magnétiques entre impuretés sont directement sensibles à cette concentration locale).

b.2. Défauts créés par l'implantation

Lorsqu'un ion incident pénètre au sein d'une matrice cristalline le phénomène élémentaire de création de défauts ponctuels, par chocs nucléaires de cet ion incident avec les atomes de la cible, est l'apparition d'une paire de Frenkel, c.a.d d'un intersticiel associé à une lacune. Si un atome déplacé par l'ion incident a recueilli suffisamment d'énergie au cours du choc il peut lui-même déplacer d'autres atomes de la matrice, créant par suite une série de paires de Frenkel. Un tel processus de "cascade de déplacements" se développe jusqu'à ce que les atomes en mouvement aient une énergie inférieure à une énergie seuil (E_d : seuil de déplacement, de l'ordre de quelques dizaines d'électron-volt dans la plupart des métaux). On peut évaluer le nombre d'atomes déplacés N(E) par ion incident (d'énergie E) grâce à l'expression approchée de Kinchin et Pease (3) : $N(E) \sim 0.5 \frac{U(E)}{E_d}$ où U(E) représente l'énergie perdue par ralentissement nucléaire.

- distribution spatiale des défauts créés.

Comme nous l'avons vu précédemment (b.1.), le calcul de l'énergie perdue par ion incident dans un solide permet de déterminer (théorie L.S.S. (1)) le profil

de la distribution de parcours d'ions monocinétiques implantés dans le milieu considéré. Dans le cadre de la théorie L.S.S., Winterbon, Sigmund et Sanders (4), poursuivant ce travail initial, ont établi la relation entre la perte d'énergie de l'ion primaire incident et l'énergie déposée dans le réseau (dont l'effet résultant est la création de déplacements atomiques (défauts ponctuels) par l'intermédiaire des chocs élastiques avec les noyaux des atomes du réseau). Suivant la même approche statistique, ces auteurs (W.S.S.) déterminent alors la distribution en profondeur des défauts crées (la caractérisant par ses différents moments) et la comparent à la distribution en profondeur des ions implantés. Qualitativement la profondeur moyenne des défauts est toujours plus faible que le parcours moyen des ions, la largeur de la distribution des défauts étant plus grande que celle des ions pour $M_2/M_1 \ll 1$ et plus faible pour $M_2/M_1 > 1$.

- nature des défauts créés.

Les défauts ponctuels créés par irradiation d'une matrice métallique sont produits dans un processus de cascade résultant de collisions élastiques entre l'ion incident et les atomes du réseau. Dans le métal une certaine proportion des paires de Frenkel ainsi créés se recombine instantanément (5) tandis qu'une partie des lacunes et des intersticiels forme des amas, les défauts restant étant gelés dans le réseau ou migrant vers des puits (surfaces, dislocations, ...). Il s'agit par suite, si l'on s'intéresse en particulier aux effets d'interaction impureté-défaut (6), de connaître non seulement la répartition spatiale mais également la nature des défauts stables résultant.

. Il apparaît que la densité d'énergie déposée (l'énergie moyenne déposée par atome de la cible) et la mobilité des défauts ponctuels sont deux facteurs essentiels dans la détermination du type d'amas de défauts formés (7). L'influence de la densité d'énergie déposée sur la nature des amas de défauts formés est mise en évidence dans des expériences de microscopie électronique (8,7) sur une matrice d'or bombardée avec des ions atomiques et moléculaires : des amas de lacunes sont préférentiellement formés lorsque la densité d'énergie déposée est grande alors qu'on observe plutôt des amas d'intersticiels quand celle ci est faible.

. Nous n'avons donné ci-dessus qu'un aperçu très sommaire et limité de la physique mise en jeu dans ce type de problèmes, relatifs à la nature et à la répartition spatiale des défauts formés lors d'une implantation ionique : pour un exposé plus complet et plus détaillé (concepts théoriques, informations obtenues grâce à diverses techniques expérimentales) nous renvoyons le lecteur aux références (6, 7, 8) ainsi qu'aux références qui y sont contenues.

B. TECHNIQUE EXPERIMENTALE. SPECTROMETRE EN TRANSMISSION

1. Conditions d'observation d'un signal transmis.

La résonance électronique de spin par transmission (T.E.S.R. en anglais) est désormais une technique classique. Elle permet d'observer dans de très bonnes conditions la résonance de spin des électrons de conduction dans des métaux purs (9, 10, 11) et est également bien adaptée à l'étude de la résonance de spin dans des alliages magnétiques dilués (12, 13, 14, 15).

Rappelons le principe d'une expérience en transmission :

. L'échantillon métallique, sous forme d'une lame plane d'épaisseur typique de 20 à 50 μ, constitue la paroi commune de deux cavités résonnantes accordées à la même fréquence. L'échantillon assure l'étanchéité hyperfréquence entre les deux cavités, l'isolation de celles ci étant typiquement de 170 db. Dans la première cavité, "émettrice", on injecte la puissance hyperfréquence. Cette puissance hyperfréquence ne peut atteindre l'autre cavité, "réceptrice", qu'en traversant l'échantillon. C'est ce signal transmis par l'échantillon qui est détecté.

Précisons la nature physique de ce signal transmis :

. Les électrons de conduction sont excités par le champ hyperfréquence de la cavité émettrice dans l'épaisseur de peau δ du métal. Si δ n'est pas trop petit par rapport à l'épaisseur ℓ de l'échantillon, un signal direct peut être transmis par "effet de peau", c.a.d. par la propagation amortie du champ électromagnétique à l'intérieur du métal. Pour du cuivre pur à température ordinaire et à 9.2 GHz, l'épaisseur de peau classique est $\delta \simeq 0.7$ μ ; pour $\ell \simeq 30$ μ, l'atténuation du champ hyperfréquence en $e^{-\ell/\delta}$ est alors suffisante pour rendre ce mode direct inobservable. Cette situation prévaut pour des métaux purs tels que cuivre, argent, or, aluminium, que nous avons principalement étudiés. Par contre dans des métaux dont la résistivité est plus forte à température ordinaire (comme le palladium et le platine) on observe à 300 K, pour des échantillons très minces ($\sim$10μ), un tel signal direct transmis par effet de peau. Lorsqu'on abaisse la température, l'amplitude de ce signal s'atténue très rapidement et sa phase varie de façon caractéristique.

Cependant, comme nous l'avons vu (chap. I), il existe un autre mode de transmission de puissance associé à la résonance de spin des électrons de conduction (mode "spin"). Lorsque la condition de Larmor pour la résonance de spin est

remplie, le système de spins absorbe de la puissance dans l'épaisseur de peau du côté excitateur. Grâce au phénomène de diffusion, l'aimantation résonante des électrons se répand dans le métal ; lorsque leur longueur de diffusion de spin δ_{eff} est supérieure ou comparable à l'épaisseur de l'échantillon, les électrons peuvent réemettre, dans la cavité réceptrice, une partie de la puissance qu'ils ont absorbée.

. A basse température, et si l'échantillon est suffisamment pur, de sorte que $\omega \tau \gtrsim 1$, ω étant la fréquence d'excitation et τ le temps de collision, les électrons peuvent transmettre des signaux d'origine électrique dus à leur mouvement cyclotron. L'excitation hyperfréquence de tels modes du système électronique, liés au mouvement orbital des électrons dans le champ magnétique statique, peut donner lieu à une large gamme de phénomènes (résonance cyclotron(16), effet de résonance géométrique (17), etc...)

. Dans un métal pur, à basse température, ces signaux d'origine orbitale constituent la principale source de signal transmis : de structure compliquée (fonction de l'amplitude et de l'orientation du champ statique) ils peuvent rendre parfois difficile l'identification d'un signal de spin et à cet égard, constituent une des limitations majeures de la sensibilité de la technique en transmission. Cependant cette technique en transmission présente, par rapport à la technique classique de résonance en réflexion, deux avantages appréciables : d'une part il n'y a pas de pont hyperfréquence à équilibrer, ce qui élimine le bruit d'origine microphonique lié aux instabilités de l'équilibrage ; d'autre part le signal de spin observé ne peut pas provenir d'impuretés magnétiques fixes logées dans les cavités.

2. Spectromètre en transmission (f = 9.2 GHz)

Le spectromètre en transmission (bande X) que nous avons utilisé a été réalisé et mis au point par P. Monod avec la collaboration de A. Janossy. Nous donnons sur la figure (IV.2) un schéma synoptique simple indiquant le principe de fonctionnement de ce spectromètre.

La puissance hyperfréquence est fournie par un klystron stabilisé en fréquence (sur une cavité résonnante interne au générateur), la gamme de fréquences disponible s'étendant sur quelques centaines de MHz autour de 9,2 GHz et la puissance maximale permise pour un mode donné étant de l'ordre de 400 mW. La puissance incidente est atténuée à l'aide d'un atténuateur variable, ce qui permet d'agir sur la puissance envoyée sur l'échantillon dans la cavité émettrice. Une partie de cette puissance est déviée pour constituer le signal de référence, moyennant une atténuation initiale de 20 db suivie d'une atténuation variable.

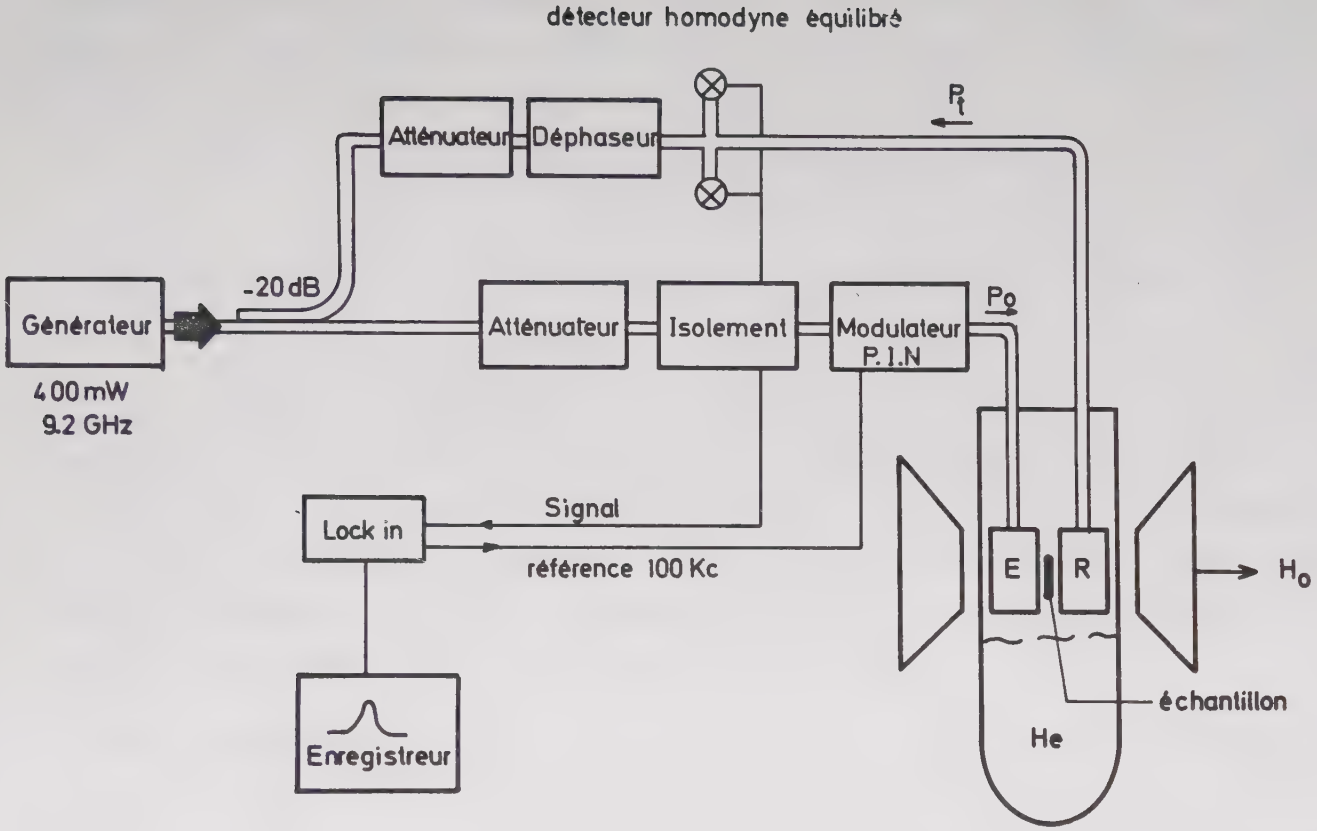


Figure IV.2 : Représentation schématique simplifiée du spectromètre utilisé en transmission (9.2 GHz).

Détection du signal :

Le spectromètre fonctionne en détection homodyne, c'est-à-dire que le petit signal transmis provenant de la cavité réceptrice est comparé à un signal de référence beaucoup plus fort, issu d'une dérivation de la puissance hyperfréquence fournie par le générateur comme cela a été mentionné précédemment. La quantité mesurée correspond en définitive à la projection vectorielle du champ transmis sur le champ de la référence. A l'aide d'un déphaseur (0 à 360 degrés) on peut agir sur la phase du champ de la référence ce qui permet de faire varier à volonté la phase relative du champ transmis par rapport au champ de référence. L'information physique ainsi recueillie concerne donc l'amplitude et la phase du signal transmis en fonction de paramètres extérieurs (champ, température, etc...).

Profitant de cette latitude de choix de la phase de la référence, différentes précédures d'enregistrement du signal en fonction du champ statique sont alors possibles (nous y reviendrons de manière plus détaillée ultérieurement). Pour un métal pur à basse température (métal simple), la procédure habituelle consiste à choisir la phase de la référence de telle façon à enregistrer un signal de résonance symétrique en ω_o ($\omega_o = \gamma H$) autour de ω, ou plus précisément symétrique en champ par rapport au champ de résonance ($H_{res} = \frac{\omega}{\gamma}$).

. Pour un métal pur, un tel choix de la phase de la référence est effectivement possible car la forme de la raie de résonance est intrinsèquement Lorentzienne (voir chapitre I) ; ce que nous entendrons par la suite par l'appellation "phase du signal transmis" (relative au métal pur considéré) est précisément la phase de la référence qui donne un signal de résonance symétrique en champ. Pour les différents systèmes que nous avons étudiés expérimentalement (alliages homogènes ou inhomogènes préparés par implantation ionique) nous avons rencontré des situations où il n'existe pas de choix de la phase de référence qui conduise, pour la forme du signal de résonance de spin observé, à une forme de raie parfaitement symétrique en champ autour d'un champ donné : la raison physique étant que dans ces cas la forme de raie n'est pas intrinsèquement symétrisable en champ. Cependant, dans chacun de ces cas, nous avons défini un critère opérationnel de symétrie du signal qui nous permette de désigner (comme précédemment pour le métal pur) par "phase du signal transmis" la phase de la référence qui donne un signal enregistré "symétrique" en champ conformément au critère de symétrie choisi. Nous préciserons cela dans la description des spectres observés pour les différents systèmes que nous avons étudiés.

Précisons, pour compléter cette description de la détection du signal, que la puissance hyperfréquence incidente est modulée en tout ou rien (par une diode P.I.N) à 100 KHz et que le signal, provenant du mélangeur, est détecté après amplification de manière synchrone à cette fréquence (Lockin P.A.R type HR8) puis envoyé sur un enregistreur. Le champ magnétique statique est fourni par un électro-aimant (Bruker) qui permet une amplitude de balayage du champ de 0 à 7 kilogauss. Dans notre géométrie, l'échantillon est vertical, le champ hyperfréquence $\vec{H}_1$ également ; le champ statique $\vec{H}_0$ est horizontal et on peut obtenir, à volonté, une orientation quelconque de $\vec{H}_0$ par rapport à la normale à la surface de l'échantillon tout en respectant la condition $\vec{H}_0 \perp \vec{H}_1$.

Détermination du facteur g et étalonnage du champ :

Pour la mesure du facteur g, c'est à dire de la position de la raie de résonance, où il nous faut connaître avec précision la valeur du champ statique au niveau de l'échantillon on procède selon la méthode suivante : on dispose d'une sonde à protons placée à l'extérieur des Dewar, au centre d'un des pôles de l'aimant et on utilise le signal N.M.R des protons de cette sonde pour réaliser un étalonnage du champ magnétique (ce qui permet également de calibrer les mesures de largeur de raie pour des conditions de balayage données). On enregistre en parallèle le signal N.M.R. et le signal électronique transmis (T.E.S.R.). Ayant mesuré au préalable avec un compteur (H.P. 5 245L) la fréquence $\omega/2\pi$ du champ hyperfréquence excitateur, pour déterminer le facteur g réel du signal électronique étudié, il reste alors à effectuer une correction correspondant à la diffèrence du champ magnétique vu par l'échantillon métallique par rapport à sa valeur au niveau de la sonde à protons. Cette correction de champ est déterminée, pour chacun des 2 jeux de cavités utilisés, par comparaison avec le signal C.E.S.R d'un petit échantillon de LiF (irradié aux neutrons) placé dans la cavité réceptrice ; le signal de spin du lithium pur métal ainsi observé possède une raie étroite ($\sim$ 100 mgauss), de largeur de raie et facteur g indépendants de la température, ce qui en fait un très bon marqueur de champ.

Cavités hyperfréquence et montage de l'échantillon :

Les cavités résonnantes émettrice et réceptrice sont parallélépipédiques, de type TE 101. Elles sont remplies d'un diélectrique constitué par un bloc d'alumine très pure (ε = 9.4) ce qui permet de réduire leurs dimensions : la face commune des deux cavités mesure 4 × 7 mm. Nous avons utilisé, au cours de ce présent travail, deux jeux de cavités taillées respectivement dans des blocs de laiton et

de cuivre-béryllium. Le facteur de surtension Q des cavités en laiton atteint 1 000 à basse température alors qu'il est un peu plus faible pour les cavités en CuBe (malgré une dorure de ces cavités). L'échantillon, qui se présente sous la forme d'une lame métallique mince, est coincé entre les deux cavités par un serrage énergique, sans aucun joint. Cette technique simple de montage de l'échantillon (qui évité de le sceller en place par des feuilles d'Indium) assure une détérioration minimum de l'échantillon, même très mince, permet en particulier sa réutilisation tout en maintenant une bonne isolation hyperfréquence entre les cavités (c.a.d un niveau suffisamment bas de la fuite hyperfréquence pour permettre une observation du signal transmis dans de bonnes conditions). La cavité réceptrice est accordable (grâce à un piston métallique qui peut modifier les dimensions géométriques de la cavité) ce qui permet de caler sa fréquence de résonance sur celle de la cavité émettrice. Pour chaque cavité on peut ajuster son couplage grâce à un plongeur en téflon que l'on approche plus ou moins de l'iris de cette cavité par l'intermédiaire d'une tige en plexiglass. Signalons enfin la possibilité qui nous est offerte d'inverser le rôle des cavités, émettrice et réceptrice, en changeant à l'extérieur le sens de la tête de mesure par rapport aux guides d'ondes, ce qui implique simplement de raccorder, par des guides souples, les extrémités correspondantes de façon appropriée.

3. Equipement cryogénique. Contrôle de la température.

L'équipement cryogénique se compose d'un jeu de deux dewars en verre concentriques : le dewar externe est à azote liquide tandis que le dewar interne (étanche), dans lequel est placée la tête de transmission, est à l'hélium liquide.

. Les plus basses températures sont obtenues par pompage sur le bain d'hélium, la température minimale pouvant être ainsi atteinte étant $\sim$ 1.5 K.

. Selon la gamme de température, on est amené, pour enregistrer le spectre de résonance de l'échantillon étudié, à opérer suivant deux procédures expérimentales différentes (cette discontinuité dans les conditions d'observation du signal engendre des difficultés de raccordement pour les paramètres de la résonance tels que la phase et l'intensité, sur lesquelles nous reviendrons par la suite) :

- dans la gamme de température [1.5 K ; 2.17 K], c.a.d jusqu'au point λ de l'hélium, les cavités résonnantes sont complètement immergées dans l'hélium superfluide : la température désirée est alors obtenue par pompage sur le bain d'hélium et stabilisée en contrôlant la pression de l'enceinte.

- Pour les températures supérieures au point λ, on opère avec le niveau d'hélium liquide en dessous des cavités : en effet l'hélium bout dans ces conditions et les bulles de gaz introduiraient un fort bruit (instabilité de la fréquence de résonance des cavités) si le liquide pénétrait les cavités. Pour réguler la température on dispose :

- d'une résistance de chauffage du bloc des cavités (placée dans un bloc de cuivre en bon contact thermique avec les cavités)

- d'une résistance immergée dans le bain d'hélium liquide qui provoque quand on l'échauffe un courant ascendant de gaz froid. Cette résistance est placée au fond du Dewar à helium, à l'extrémité d'un doigt en cuivre (lui-même en contact avec le bloc de cuivre par l'intermédiaire d'un petit élément en laiton moins bon conducteur thermique) qui assure ainsi un lien direct avec le bain de liquide.

. On dispose ainsi d'une source chaude et d'une source froide pour obtenir l'équilibre thermique à la température souhaitée. Nous n'avons pas utilisé de dispositif particulier de stabilisation de température, l'inertie thermique du bloc métallique renfermant les cavités étant suffisante pour assurer la stabilité de la température. La température est mesurée par deux résistances logées dans le bloc contenant les cavités et en bon contact thermique avec ce bloc, chacune d'elles étant, vu sa sensibilité, appropriée pour une certaine gamme de températures. Pour $T < 12$ K, on utilise une résistance au carbone, calibrée à partir des points fixes : point λ (2.17 K) et $T = 4.2$ K. Pour des températures supérieures à typiquement cette température de 12 K, on se sert d'une résistance au platine (de rapport de résistivité 1 500).

. Par chauffage du bain d'hélium on couvre la gamme (2.1 ; 7 K), permettant de se raccorder à la gamme des très basses températures (< 2.17 K) obtenues dans le premier mode opératoire, puis par chauffage du bloc des cavités on atteint les températures plus élevées (en pratique jusqu'à typiquement 40 K pour les études de résonance dont il sera fait mention).

CHAPITRE V

ALLIAGES PREPARES PAR IMPLANTATION: SYSTEME Cu Mn

(SYSTEMES SIMILAIRES: AgMn, CuCr, AgCr)

PLAN DU CHAPITRE V

A. CARACTERISTIQUES DES ECHANTILLONS DE CUIVRE IMPLANTES EN Mn

1. Métallurgie
2. Implantation et caractéristiques des échantillons de cuivre implantés en Mn

B. SIGNAUX OBSERVES EN TRANSMISSION ; COMMENTAIRES GENERAUX

1. Visibilité du signal de spin
2. Caractéristiques du signal de résonance de spin (T.E.S.R.)

C. RESULTATS EXPERIMENTAUX (CuMn implanté) ; COMPARAISON DE L'EXPERIENCE AVEC LA THEORIE

1. Echantillons implantés de concentration locale en Mn "faible" ($\overline{c}$ < 1000 ppm)
   - a) Conditions d'application du modèle
   - b) Largeur de raie : résultats et analyse
     - b.1. Définition du paramètre A
     - b.2. Méthode d'analyse de la largeur de raie
       - b.2.α) Contribution au $\Delta H_{s\ell}$ associée aux impuretés de Mn implantées
       - b.2.β) Comparaison d'échantillons implantés sur 1 face et 2 faces
         - a) Loi de susceptibilité des Mn implantés
         - b) $\Delta H_{d\ell}$ des Mn implantés
       - b.2.γ) $\Delta H_{d\ell}$ des impuretés de Mn implantées
   - c) Facteur g : Résultats et analyse
   - d) Intensité : Résultats et analyse
     - d.1. Métal pur et échantillons implantés : signal détecté et intensité
     - d.2. Métal pur et échantillons implantés : comparaison des intensités ; commentaires généraux.
     - d.3. Résultats et analyse
       - α) Métal pur témoin
       - β) Echantillons implantés en Mn

2. Echantillons implantés de concentration locale en Mn "forte" ($\overline{c}$ > 1000 ppm)

   Modèle adopté dans l'état "verre de spin"
   - a) Intensité
   - b) Comparaison d'échantillons implantés sur 1 face et 2 faces

c) Paramètres de la résonance relatifs à la couche implantée ; comparaison à un alliage homogène de CuMn.

1) Déplacement du champ de résonance dans l'état verre de spin

2) Largeur de raie ΔH_i de la couche implantée

D. SYSTEMES PREPARES PAR IMPLANTATION : CuCr, AgCr, AgMn

1. Echantillons implantés en Cr

a) Cr implanté dans le cuivre

b) Cr implanté dans l'argent

2. Echantillons d'argent implantés en Mn

E. ALLIAGES HOMOGENES DILUES DE CuMn et AgMn : COMMENTAIRES SUR LE SIGNAL TRANSMIS A BASSE TEMPERATURE

A. CARACTERISTIQUES DES ECHANTILLONS DE CUIVRE IMPLANTES EN Mn

1. Métallurgie

Pour préparer nos échantillons de cuivre pur de départ nous avons utilisé deux procédés différents qui conduisent respectivement à produire des sources de cuivre monocristallines et polycristallines. A partir d'un barreau de cuivre ASARCO (high purity copper : 99.999 %) on réalise la série d'opérations suivantes :

1er cas : source monocristalline

On procède à la fusion dans un creuset en graphite d'un morceau de cuivre ASARCO préalablement décapé à l'acide. La fusion est réalisée grâce à un chauffage par induction, pendant une durée de quelques minutes, sous un vide secondaire dans l'enceinte de l'ordre de $\sim 10^{-6}$ Torr. Par refroidissement, selon la technique Bridgmann, on obtient un monocristal de cuivre. On découpe ensuite à la machine à étincelles des pastilles circulaires de quelques dixièmes de mm d'épaisseur, à partir de ce bloc cylindrique. Enfin on procède à un polissage mécanique puis chimique de ces pastilles de façon à atteindre l'épaisseur finale souhaitée (qui est typiquement de l'ordre de 20 à 40 µm).

2^{e} cas : source polycristalline

Cette méthode, qui conduit à l'obtention de lames polycristallines, (originellement utilisée par A.Janossy), permet de faciliter grandement la préparation des échantillons sans qu'il en résulte de profondes modifications sur les caractéristiques de la résonance de spin, comme nous le verrons. Après avoir procédé à un découpage grossier du barreau initial, on lamine un fragment ainsi obtenu, convenablement nettoyé à l'acide, de façon à atteindre une épaisseur d'environ 50 µm. On recuit alors cette lame pendant 1 heure à 350°C sous vide secondaire. On peut ensuite procéder éventuellement à un autre laminage et recuit (dans les mêmes conditions) si l'on désire obtenir des échantillons très minces.

Nous avons indiqué dans le tableau V.1 la liste (non exhaustive) des échantillons de CuMn implantés et de leurs témoins de Cu pur que nous avons étudié en résonance : nous y avons mentionné les principales caractéristiques de ces échantillons, quant au mode de préparation et à l'implantation. Les différentes sources de cuivre utilisées sont les suivantes :

Sources monocristallines :

- la série notée CuIIIB (même monocristal de départ) correspond à un rapport de

résistivité $\frac{\rho(T.O)}{\rho(4K)} \sim 1000$.

- la série Cu L.H* correspond à un rapport de résistivité de l'ordre de 2000.

Sources polycristallines :

- la série notée CuVIB1A correspond à 1 seul laminage et recuit.
- la série notée CuVIB2A (lames d'épaisseurs plus fines) correspond à 2 (laminage + recuit) successifs.

Détermination de l'épaisseur des échantillons

Les échantillons ont une forme irrégulière, provenant soit du polissage chimique dans le cas des monocristaux, soit du découpage dans les lames minces polycristallines. Il n'est pas possible d'obtenir par mesure directe (au palmer) l'épaisseur de l'échantillon avec une précision suffisante (surtout pour les échantillons très minces). Comme nous le verrons plus loin, l'épaisseur de l'échantillon étant un paramètre essentiel, nous avons procédé de la manière suivante pour l'obtenir avec une bonne précision ($\leq$ à quelques %) : on détermine le volume de l'échantillon par pesée et sa surface à partir d'un agrandissement photographique. Supposant l'épaisseur homogène sur toute la surface de l'échantillon (qui est de l'ordre de 1 cm^2) on en déduit alors son épaisseur. Cette méthode se révèle assez précise : à titre d'exemple, pour 3 échantillons découpés dans la même lame polycristalline, les épaisseurs ainsi déterminées étaient respectivement de : 9.52 µ ; 9.60 µ ; 9.62 µ.

2. Implantation et caractéristiques des échantillons de cuivre implanté en Mn

Dans le tableau V.1 nous donnons une liste d'échantillons de cuivre implantés en Mn (dont nous ferons état par la suite des résultats en résonance) en indiquant les principales caractéristiques de ces échantillons relativement à la matrice de Cu pur utilisée et à l'implantation :

- la notation utilisée pour la dénomination de chaque échantillon indique la source (monocristalline ou polycristalline) de cuivre pur (les caractéristiques de ces sources ont été mentionnées ci-dessus) ; on donne l'épaisseur de l'échantillon (en µm) dans la colonne 1 du tableau.
- Pour toutes les implantations, c'est l'isotope Mn_{55} qui a été choisi avec un degré d'ionisation (1, 2 ou 3) approprié en fonction de l'énergie d'implantation

---

*source fournie par Le Héricy (à partir de Cu Asarco 5N).

TABLEAU V.1 : Caractéristiques des échantillons de cuivre implantés en Mn

Nom de l'échantillon	épaisseur (en µm)	α	énergie E (keV)	R_p (en Å)	dose par face (unité D_s)	concentration moyenne $\bar{c}$ (en ppm)	A_{th}
CuIIIBn°1	38.8	2	220	552	1	825	0.964
CuIIIBn°3	42	1	220	552	1	825	0.445
CuIIIBn°5	62.5	1	220	552	0.5	412	0.149
CuIIIBn°6	64	2	220	552	0.5	412	0.291
CuL.Hn°3	36	2	220	552	3	2475	3.11
CuL.Hn°4	15.7	1	220	552	0.3	247	0.357
CuVIB1An°1	72.7	1	220	552	6	4950	1.542
CuVIB1An°2	74.7	1	220	552	12	9900	3.013
CuVIB1An°3	57.2	2	220	552	6	4950	3.915
CuVIB2An°3	9.6	2	220	552	0.1	82	0.389
CuVIB2An°4	8.68	2	220	552	0.3	247	1.291
CuVIB2An°5	9.6	1	45	126	1	2930	1.945
CuVIB2An°7	26.25	2	120	305	1	1345	1.423
CuVIB2An°10	8.65	1	360	919	0.5	275	1.08

- dans ce tableau : α désigne le nombre de faces implantées, R_p la profondeur moyenne d'implantation ; la définition de la concentration "moyenne" $\bar{c}$ et du paramètre A_{th} est précisée dans le texte.

- D_s constitue notre dose standard d'implantation : $D_s = 5.25 \times 10^{14}$ ions/cm^2.

souhaitée (ainsi pour l'implantation à 220 keV on a utilisé le Mn deux fois chargé). Les échantillons ont été implantés soit sur 1 face soit sur les 2 faces (dans ce cas, même implantation par face) : le nombre de faces implantées (désigné par α) est indiqué dans la colonne 2 du tableau. Correspondant à l'énergie E d'implantation choisie on a indiqué (colonne 4) la profondeur moyenne d'implantation R_p et pour la dose considérée (colonne 5) on donne la concentration moyenne locale $\bar{c}$ (telle que nous l'avons définie en (IV.5) et calculée à partir de la donnée de δR_p, caractérisant la largeur de la distribution en profondeur des ions implantés). Les caractéristiques (R_p, δR_p) des profils de distribution des ions implantés ont été calculées théoriquement sur la base du modèle L.S.S (voir chapitre IV) et présentées dans le tableau IV (voir implantation de Mn_{55} dans Cu). Les doses d'implantation sont exprimées en fonction d'une dose standard D_s égale à 5.25×10^{14} ions Mn/cm^2. Les doses étudiées s'étendent dans une large gamme (0.1 D_s ; 12 D_s) correspondant à un peu plus de deux décades en concentration moyenne locale (80 ppm ; 1 %).

- dans la dernière colonne du tableau V.1 on a indiqué pour chaque échantillon implanté la valeur du paramètre désigné par A_{th} (voir pour sa définition (V.23)) qui joue un rôle important dans l'analyse des paramètres de la résonance : il représente le rapport attendu "théoriquement" (pris à T = 1 K) de l'aimantation à l'équilibre des impuretés magnétiques implantées à l'aimantation totale de Pauli des électrons de conduction de l'échantillon.
- on donne ci-dessous la liste des échantillons témoins de cuivre pur étudiés (leur dénomination indique la source de cuivre utilisée ; leur épaisseur est donnée entre parenthèses) :

. sources monocristallines

CuIIIBn°1 (38.8 µ ; étudié pur avant implantation) ; CuIIIBn°4 (28.2 µ ; implanté sur 1 face en Cu_{63} : dose D_s, énergie 220 keV) ; CuIIIBn°7 (22.7 µ) ; CuL.Hn°1 (36.5 µ ; étudié pur et après implantation sur les 2 faces en Cu_{63}, dose D_s)

. sources polycristallines

CuVIBIAn°6 (65.9 µ) ; CuVIB2An°0 (9.6 µ) ; CuVIB2An°6 (26.25 µ).

B. SIGNAUX OBSERVES EN TRANSMISSION ; COMMENTAIRES GENERAUX

On rend compte brièvement dans cette partie B des conditions d'observation des signaux de résonance de spin transmis (T.E.S.R.) pour les échantillons de CuMn implantés et les échantillons témoins de cuivre pur.

1. Visibilité du signal de spin

- Comme il a déjà été précisé, les signaux d'origine électrique (liés au

mouvement cyclotron des électrons dans le champ magnétique statique) constituent la principale source de signal transmis dans le métal pur à basse température. Le signal de résonance de spin (E.S.R.) se trouve superposé à ces signaux d'origine orbitale qui forment la ligne de base. La variation, en fonction du champ magnétique, de ces signaux "cyclotron" est relativement monotone pour des échantillons polycristallins mais présente une structure plus complexe pour une matrice de métal pur monocristalline et/ou de très bon rapport de résistivité, l'amplitude de ces signaux étant, à basse température, d'autant plus grande que l'échantillon métallique est plus mince et que son rapport de résistivité est meilleur. Ainsi la présence de ces signaux d'origine orbitale peut constituer, à basse température, un handicap sérieux pour l'observation du signal E.S.R.. Cependant ces signaux "cyclotron" dépendent également fortement de l'orientation du champ statique $\vec{H}_o$ par rapport à la normale à la surface de l'échantillon : on s'efforce alors de choisir expérimentalement une orientation du champ $\vec{H}_o$ qui donne pour le signal E.S.R. la "meilleure" ligne de base possible, de façon à pouvoir profiter au mieux de la sensibilité de la détection pour de petits balayages du champ autour du champ de résonance et à observer le signal de spin dans les conditions les plus favorables. (Pour le cuivre pur, de même que pour l'argent et l'aluminium, les caractéristiques du signal C.E.S.R. (position, largeur) sont indépendantes de l'orientation du champ magnétique) Pour le signal C.E.S.R. d'un échantillon de cuivre pur le rapport signal/bruit est typiquement de 30 à 40, pour une raie de 20 gauss de large et une constante de temps de 0.3 sec (au Lockin). Au dessus d'une température caractéristique pour la matrice de métal pur (typiquement de l'ordre de 20 K pour le cuivre) la visibilité du signal C.E.S.R. s'améliore par rapport aux signaux d'origine orbitale en raison de leur atténuation progressive : la profondeur effective de pénétration de ces modes de propagation "cyclotron" est contrôlée par le libre parcours moyen Λ des électrons de conduction (leur amplitude variant grosso modo en $e^{-\ell/\Lambda}$ où ℓ représente l'épaisseur de l'échantillon) ; il en résulte que, lorsque les phonons de la matrice deviennent suffisamment efficaces pour réduire de façon notable le libre parcours moyen Λ, l'amplitude des signaux d'origine orbitale soit fortement atténuée et leur forme profondément modifiée.

- Pour les échantillons de cuivre implantés en Mn (ce sera également le cas pour la très grande majorité des systèmes implantés que nous avons étudiés), ce qui apparait de façon spectaculaire (14) lors de grands balayages du champ statique est la manière dont le signal E.S.R. se détache, à basse température, sur le fond des signaux d'origine "cyclotron" : on constate en effet que ces signaux d'origine orbitale, dont la forme n'est pas sensiblement modifiée par rapport à celle du cuivre pur témoin, ont une amplitude augmentée (ce qui résulte simplement de l'accroissement de la profondeur de peau) mais que le signal de spin voit son amplitude augmentée d'un facteur beaucoup plus grand par rapport au cuivre pur témoin. Ce

facteur de "visibilité" du signal E.S.R. croît avec la dose d'implantation et est beaucoup plus grand pour un échantillon implanté sur les 2 faces que pour un échantillon implanté sur 1 face (pour une même dose par face et des épaisseurs d'échantillon comparables). Les conditions d'observation du signal de spin sont ainsi nettement améliorées par rapport au cuivre pur : en raison de cette augmentation intrinsèque de l'intensité du signal E.S.R. des échantillons implantés (la largeur de raie restant du même ordre de grandeur que celle du cuivre pur) on obtient typiquement, à basse température, un rapport signal/bruit de l'ordre de 1000, celui-ci étant plus élevé pour les échantillons implantés sur les 2 faces.

2. Caractéristiques du signal de résonance de spin (T.E.S.R.)

Un signal de résonance de spin, observé en transmission, peut être caractérisé par sa forme et, pour une phase donnée d'observation, par les quantités suivantes : position de la raie en champ statique, largeur de raie, intensité du signal. Nous décrivons brièvement ci-dessous ce que l'on observe expérimentalement pour les échantillons de cuivre implantés en Mn et les échantillons témoins de cuivre pur en indiquant la manière dont on extrait les informations relatives aux différents paramètres de la résonance.

a) Forme de raie et phase du signal transmis

- Pour le cuivre pur, à basse température, la forme de raie est Lorentzienne et on choisit la phase de la référence de façon à observer le signal de résonance symétrique en champ (voir chap.IV.B.2) ; c'est précisément cette phase de la référence que nous désignons par "phase du signal transmis". La forme de raie Lorentzienne correspond au fait que le métal pur, d'épaisseur ℓ, est mince pour le mode spin ($\ell << \delta_{eff}$) (voir chap.I, expression (A.30) pour Z^{out}).

. A partir d'une température caractéristique pour chaque échantillon (dépendant de son épaisseur, de son rapport de résistivité) on atteint un régime où la longueur de diffusion de spin δ_{eff} devient comparable à l'épaisseur et la forme de la raie est alors modifiée, caractérisée par l'apparition de lobes (première oscillation) en dessous de la ligne de base (l'expression de Z^{out} est alors décrite par (A.29) : la forme de raie, dite en A/B, qui en résulte dépend exclusivement du rapport ℓ/δ_{eff} ; suivant la tabulation de Dunifer (18), on peut alors extraire les informations concernant le δ_{eff} et le taux de relaxation de spin, la position centrale du pic symétrisé donnant le facteur g). La réduction du δ_{eff} en fonction de la température résulte d'un double effet des phonons de la matrice : diminution du coefficient de diffusion et du temps de relaxation de spin des électrons de conduction (on rappelle l'expression (I.16) : $\delta_{eff} = (2DT)^{1/2}$).

. Pour un échantillon d'épaisseur ∿ 40 μ et de rapport de résistivité ∿ 1000 (série CuIIIB), cette forme en A/B, décrite précédemment et associée à la réduction du δ_{eff}, apparait typiquement à des températures ∿ 30 à 35 K. Dans toute la gamme de température étudiée (correspondant respectivement à la forme de raie Lorentzienne puis à celle en A/B) le signal de résonance est symétrisable en champ et la phase qui le rend symétrique est constante en température.

- Pour l'ensemble des échantillons implantés en Mn sur 1 face, on observe que la raie est Lorentzienne comme pour le cuivre pur dans la même gamme de température ($T \lesssim 30$ K). Pour les échantillons implantés sur les 2 faces la forme de raie est également Lorentzienne à basse température ($T \lesssim 30$ K) sauf pour deux échantillons (correspondants à une dose d'implantation "forte" (> D_s) et une assez grande épaisseur) dont l'évolution de la forme de raie, lorsqu'on abaisse la température, est plus complexe : pour les 2 échantillons concernés (CuVIB1An°3 et CuL.Hn°3, voir tableau V.1 pour leurs caractéristiques) la forme de raie cesse d'être "Lorentzienne" à très basse température ; en dessous d'une température caractéristique pour chacun de ces échantillons (T ∿ 9 K pour CuVIB1An°3 et T ∿ 4 K pour CuL.Hn°3) il apparait, autour du pic central, des lobes situés en dessous de la ligne de base (lobes "B") et la raie possède une asymétrie intrinsèque (pas de choix de la phase de la référence qui conduise à un signal parfaitement symétrique en champ). Nous reviendrons ultérieurement (partie C.2), de manière plus détaillée, sur la description du signal de résonance de ces deux échantillons en mettant en évidence l'origine physique d'un tel comportement.

. Signalons enfin que pour l'ensemble des échantillons implantés il se produit à haute température (typiquement dans la gamme [30 ; 40 K] une modification de la forme de raie (apparition de lobes "B", sans changement de phase) par rapport à la Lorentzienne : comme pour le cuivre pur témoin, cette modification de la forme de raie est à associer à une réduction avec la température de δ_{eff} dans la partie métal pur de l'échantillon. Lorsque nous présenterons les résultats expérimentaux relatifs à la largeur de raie et à l'intensité la valeur de ces paramètres de la résonance sera donnée, au plus, jusqu'à la température où la raie cesse d'être Lorentzienne.

b) Paramètres caractéristiques pour un signal transmis Lorentzien

On s'intéresse uniquement ci-dessous au cas où, pour le métal pur ou l'échantillon implanté, la forme de raie est Lorentzienne et on indique alors la façon d'extraire les informations relatives aux différents paramètres de la résonance :

Largeur de raie :

. Comme nous l'avons précisé plus haut on a, à la détection, réglé la phase de la référence de façon à observer le signal purement symétrique en champ. On détermine la largeur de raie totale à mi-hauteur ΔH : celle-ci est alors liée de façon simple, pour une Lorentzienne, au taux de relaxation de spin $\frac{1}{T}$ par la relation : $\Delta H = \frac{2}{\gamma T}$. Dans le cas du cuivre pur, $\frac{1}{T} = \frac{1}{T_{s\ell}}$ est le taux de relaxation de spin réseau et γ le rapport giromagnétique des électrons de conduction ; pour les échantillons implantés, ces paramètres sont "effectifs".

Intensité :

. Pour la Lorentzienne, on définit simplement l'intensité du signal de résonance : $S = A_{max}.\Delta H$ comme le produit de la largeur totale à mi-hauteur ΔH par l'amplitude au maximum A_{max}. Pour l'ensemble de nos échantillons nous avons exprimé l'intensité dans la même unité, la largeur ΔH étant mesurée en gauss et l'amplitude du signal étant définie par rapport à une référence où figurent des indications sur la puissance hyperfréquence incidente, la sensibilité choisie au Lockin et celle choisie sur l'enregistreur (calibré).

Position de la raie :

. Lorsque la raie de résonance a une forme intrinsèquement Lorentzienne elle est rigoureusement symétrisable en champ. Comme cela a été déjà mentionné, on s'efforce alors de régler la phase de la référence de sorte que le signal observé soit purement symétrique en champ autour du champ de résonance. On possède un critère simple pour s'assurer de la bonne symétrie du signal : le lieu géométrique des milieux des largeurs correspondant à différents niveaux d'amplitude (lorsqu'on coupe le signal E.S.R. par des parallèles à la ligne de base) doit être une droite verticale. Lors du dépouillement on contrôle à l'aide de ce critère le degré de symétrie de chaque signal et on caractérise alors la position de la raie par la position en champ de son maximum. Si la phase choisie se révèle être légèrement incorrecte on connait le sens de l'erreur commise (dans la donnée des résultats expérimentaux cela sera indiqué par une flèche : voir par exemple Fig.V.6).

. Comme cela a été indiqué au chap.IV.B.2, l'étalonnage du champ est réalisé par l'intermédiaire du signal R.M.N. des protons d'une sonde placée au centre d'un des poles de l'aimant. Ayant mesuré la fréquence électronique ω du champ hyperfréquence excitateur dans les conditions de l'expérience, on traduit (dans la présentation des résultats) la position en champ de la raie de résonance en terme de facteur g (nous verrons ultérieurement dans quel cas cela correspond au facteur g réel du système de spins).

. En présence d'une contribution importante, à basse température, des signaux orbitaux (cyclotrons) il n'existe pas de moyen sûr pour faire leur soustraction ;

aussi la soustraction "à l'oeil" (pratiquée au dépouillement) de la contribution des signaux orbitaux constitue-t-elle la principale source d'erreur dans la détermination des trois paramètres : largeur, intensité et position de la raie de résonance de spin.

C. RESULTATS EXPERIMENTAUX ; COMPARAISON DE L'EXPERIENCE AVEC LA THEORIE

Dans cette partie C nous présentons les principaux résultats expérimentaux que nous avons obtenus pour les échantillons de cuivre implantés en Mn (voir liste du tableau V.1) et leurs échantillons témoin de cuivre pur ; nous ferons en parallèle, pour chaque paramètre de la résonance (largeur de raie, facteur g, intensité), l'analyse de ces résultats. Pour l'interprétation et l'analyse de ces résultats expérimentaux nous nous appuierons sur un modèle à 2 (ou 3) métaux, appliqué au cas d'alliages magnétiques fortement inhomogènes, tel que nous l'avons décrit au chapitre III. Un échantillon implanté sur 1 face est ainsi modélisé par un échantillon bimétallique où le premier métal représente le "métal effectif" correspondant à l'alliage magnétique (considéré comme homogène) de la couche implantée et où le second représente la partie métal pur de l'échantillon implanté. Rappelons la simplification que nous avons adoptée pour visualiser théoriquement l'alliage magnétique formé dans la couche implantée : la couche implantée est considérée comme un alliage homogène de concentration c_i s'étendant sur une épaisseur d_i à partir de la surface (dans cette première approche on néglige donc le fait que la distribution en profondeur des ions implantés n'est pas en réalité uniforme). Les deux paramètres précédents (c_i, d_i) ne sont pas, individuellement, caractérisés de manière bien précise mais ils sont liés par la relation : $D_i = c_i d_i$ (V.1), où D_i représente la dose d'ions implantés, connue pour chaque échantillon.

Lorsqu'on examine, en particulier, la variation en température des paramètres de la résonance des échantillons implantés étudiés on est naturellement amené (pour la présentation des résultats et leur analyse) à classer ces échantillons en deux groupes selon la grandeur, pour chaque échantillon, de la concentration "moyenne" locale des impuretés de Mn dans la couche implantée. On va tout d'abord (en 1. ci-dessous) décrire et analyser les résultats relatifs aux échantillons de concentration locale en Mn "faible" (c'est-à-dire ceux pour lesquels $\bar{c} < 1000$ ppm, $\bar{c}$ étant la concentration moyenne locale en impuretés que nous avons définie en (IV.5) à partir du profil de distribution des ions implantés et que nous avons portée dans la dernière colonne du tableau V.1). Puis (en 2. ci-dessous) on s'intéressera aux échantillons de concentration locale en Mn "forte" : ceux pour lesquels $\bar{c}$ se trouve dans la gamme [1000 ppm ; 1 %].

1. Echantillons implantés de concentration locale en Mn "faible" ($\bar{c}$ < 1000 ppm)

a) Conditions d'application du modèle

. On rappelle ci-dessous les expressions de l'impédance Z^{out} qui vont nous permettre de décrire le signal transmis, respectivement, pour les échantillons témoins de métal pur (chap.I) et pour les échantillons implantés (chap.III, partie B). L'information physique relative à l'échantillon considéré est contenue dans cette impédance complexe Z^{out} : en effet, pour une excitation hyperfréquence sur la face (0), le champ transmis h_t recueilli sur la face (ℓ) est donné par :

$$h_t = \frac{Z^{out}}{Z} h(0) \qquad (V.2)$$

où h(0) est le champ magnétique hyperfréquence sur la face (0) et $Z = \frac{\mu_o \omega}{k}$ (V.3) désigne l'impédance de l'onde électromagnétique dans le vide (cavité réceptrice), $k = 2\pi/\lambda$ étant le vecteur d'onde du champ E.M dans le vide.

- Considérons tout d'abord le cas du métal pur (cuivre) :

. Chaque échantillon est épais pour le mode "courant" : son épaisseur ℓ est beaucoup plus grande que l'épaisseur de peau δ (celle-ci étant de l'ordre de plusieurs centaines d'Å). D'autre part, à basse température (comme cela a été précisé plus haut cela correspondra typiquement à $T \lesssim 30$ K pour les échantillons de cuivre pur étudiés) le métal est mince pour le mode "spin" : $\ell << \delta_{eff}$ (à 4.2 K, pour du cuivre pur de rapport de résistivité $\sim$ 1000, de temps de relaxation $T = 6.10^{-9}$ sec, la longueur de diffusion de spin δ_{eff} est $\sim$ 400 µ). Dans ces conditions Z^{out} est donné par l'expression suivante, correspondant à une forme de raie intrinsèquement Lorentzienne :

$$Z^{out} = \frac{i\chi_p \omega T_p}{\ell \sigma_p} \frac{1}{[1+iT_p(\omega-\omega_p)]} \qquad (V.4) \text{ d'après (A.30)}$$

où les paramètres du métal pur sont indicés par p (pour comparaison aux échantillons implantés).

. Suivant (V.2) le champ transmis h_t est alors donné par :

$$\frac{h_t}{h(0)} = \frac{Z^{out}}{Z} = i\pi \frac{\delta_p^2}{\ell\lambda} \frac{\chi_p \omega T_p}{[1+iT_p(\omega-\omega_p)]}$$

Si on calcule l'ordre de grandeur, à la résonance ($\omega = \omega_p$), du champ transmis h_t on obtient : $\left|\frac{h_t}{h(0)}\right| \sim 10^{-12}$, c.a.d. un champ transmis très petit par rapport au champ excitateur (on a pris pour le cuivre pur : $\chi_p \omega T_p \sim 5.10^{-4}$; $\delta_p \sim 300$ Å ; $\ell \sim 30$ µ ; $\lambda \sim 3$ cm).

. L'expression précédente (V.4) correspond à une hypothèse d'effet de peau normal (voir chap.I) ; en fait, dans le cuivre à basse température, l'effet de peau est anormal : la prise en compte (voir réf.10 du chap.I) de ce fait conduit à une profondeur effective de pénétration du champ hyperfréquence différente de $\delta_{C\ell}$ et à un facteur de phase différent (qu'il conviendrait de prendre en considération si on cherche à décrire la phase absolue du signal transmis).

- échantillonsde cuivre implantés en Mn :

. Pour un échantillon implanté, la partie métal pur est, comme nous venons de le voir, épaisse pour le mode courant et mince pour le mode spin à basse température ($T \lesssim 30$ K). Discutons l'expression de Z^{out} qui s'écrit sous la forme synthétique suivante (voir chap.III)

$$Z^{out} = i\omega \frac{E(0)E(\ell)}{[R]} \qquad (V.5)$$

où, au numérateur, E(0) et E(ℓ) sont des facteurs traduisant, respectivement, l'excitation hyperfréquence sur la face (0) et la réémission sur la face (ℓ) et où, au dénominateur, la quantité [R] est associée à la diffusion de spin dans chacun des "métaux" de l'échantillon.

. Pour l'alliage de CuMn de la couche implantée nous avons estimé, en fonction de la concentration moyenne locale, l'épaisseur de peau et la profondeur de pénétration caractéristique du mode spin (δ_{eff}) (voir Tableau 1, p.33 de notre Thèse de 3^e cycle (19)) : d'après ces estimations on peut voir qu'étant donné la faible épaisseur de la couche implantée ($d_i \sim 1000$ Å), celle-ci sera mince pour le mode spin d'une part et également mince pour le mode courant d'autre part (pour une concentration moyenne locale typiquement supérieure à 300 ppm). Décrivons alors les différentes quantités apparaissant dans Z^{out} (V.5) :

1) Numérateur de Z^{out} :

- échantillon implanté sur 1 face : considérant la couche implantée située sur la face (0), E(ℓ) est alors décrit par (III.76) et E(0) par (III.77) ; cette expression de E(0) fait apparaître deux contributions à l'excitation : l'une dans la couche implantée, l'autre dans la partie métal pur (cette dernière, proportionnelle à la susceptibilité χ_p du métal pur, sera négligeable par rapport à la première contribution à basse température). Le terme d'excitation des électrons de conduction dans l'alliage de la couche implantée est, selon (III.77), proportionnel à :

$$\chi_s^o\left(k_s - k_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d}\right) = \chi_s^o\left[1 + \frac{\gamma_s \chi_d^o \frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega_d \tau_{ex})}{\gamma_d \chi_s^o \left[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega - \omega_d')\right]}\right] \qquad (III.78)$$

où dans le second membre on a explicité cette quantité pour la forme 2 de destination de la relaxation suivant (B.96).

. Le facteur $\dfrac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega_d\tau_{ex})}{\left[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega-\omega'_d)\right]}$ (V.6), associé à l'interaction d'échange et à la résonance des impuretés, se réduit pratiquement à 1 à partir d'une certaine* température : on va considérer dans ce qui suit que cette approximation est satisfaite. Pour le CuMn, l'analyse de la résonance observée dans un alliage homogène dilué (voir plus loin partie E), indique qu'il en est ainsi pour $T \gtrsim 5$ K.

. Par suite, dans le cadre de cette approximation, le quantité décrite par (III.78) se réduit à : $\chi_s^o\left[1 + \dfrac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right]$ (V.7) ($\gamma_s \simeq \gamma_d$) ; elle sera largement dominée par la susceptibilité des impuretés, à basse température, pour les concentrations locales des échantillons implantés étudiés.

- échantillon implanté sur les 2 faces : $E(0) = E(\ell)$ est décrit par l'expression (III.77) discutée ci-dessus (implantation identique par face).

2) Dénominateur de Z^{out} :

- échantillon implanté sur 1 face :

. Comme indiqué plus haut, chacun des 2 "métaux" de l'échantillon implanté est mince pour le mode spin. [l'indice p caractérise la partie métal pur de l'échantillon implanté, les indices s et d sont relatifs, respectivement, aux électrons de conduction et aux moments localisés de la couche implantée (métal "effectif" i)]. Le dénominateur résonnant [R] est alors donné par :

$$[R] = d_i\chi_s^o D_s Q_2^o + d_p\chi_p\Omega_p \qquad \text{(III.79)}$$

dans cette expression $\Omega_p = \dfrac{1}{T_p} + i(\omega-\omega_p)$ est le terme résonnant Lorentzien du métal pur ; ce qu'il convient maintenant de décrire, c'est la relation de dispersion du mode spin de l'alliage de la couche implantée : pour le CuMn, dont le régime dynamique de spins est de couplage fort, celle-ci est donnée par (voir chap.II, partie D)

$$Q_2^o(\omega) = \frac{1}{D_s}\left[1 + \frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right]\left[\frac{1}{T_2} + i(\omega-\omega_2)\right]\frac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega\tau_{ex})}{\frac{1}{\tau_d} + i(\omega-\omega'_d)} \qquad \text{(II.63)}$$

---

* Au voisinage de $\omega = \omega_d$, lorsqu'on néglige la dépendance en champ, le facteur (V.6) s'écrit : $\dfrac{\frac{1}{T_{ds}}(1-i\omega\tau_{ex})}{\frac{1}{T_{d\ell}} + \frac{1}{T_{ds}}(1-i\omega\tau_{ex})}$; il se réduit pratiquement à 1 dès que le taux de Korringa $\frac{1}{T_{ds}}$ est très supérieur à $\frac{1}{T_{d\ell}}$.

Dans cette expression approchée, valable au voisinage de $\omega = \omega_2$, où on a tenu compte de ce que $\gamma_s \simeq \gamma_d$, $\frac{1}{T_2}$ et ω_2 désignent, respectivement, le taux de relaxation et la fréquence de résonance correspondants à la fréquence propre $\tilde{\omega}_2$ (B.30) de l'alliage de la couche implantée.

. Dans ce qui suit, on va considérer le cas où le facteur $\dfrac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega\tau_{ex})}{\frac{1}{\tau_d} + i(\omega-\omega'_d)}$ se réduit à 1 (c'est le même facteur que (V.6), qui apparait dans l'excitation). Dans le cadre de cette approximation, la contribution dans [R] (III.79) se rapportant à la couche implantée est alors décrite par :

$d_i\chi_s^o(1 + \frac{\chi_d^o}{\chi_s^o})\left[\frac{1}{T_2} + i(\omega-\omega_2)\right]$, c.a.d. de la même forme que pour un métal pur.

On pose alors : $\chi_i = \chi_s^o(1 + \frac{\chi_d^o}{\chi_s^o})$ (V.8) : cette susceptibilité représente la susceptibilité totale du système électrons de conduction-moments localisés de la couche implantée

et : $\Omega_i = \frac{1}{T_2} + i(\omega-\omega_2)$ (V.9)

Par suite : $$[R] = d_i\chi_i\Omega_i + d_p\chi_p\Omega_p = (d_i\chi_i+d_p\chi_p)\left[\frac{1}{T_{eff}} + i(\omega-\omega_{eff})\right] \quad (V.10)$$

La forme de raie correspondante sera une Lorentzienne de paramètres effectifs (ω_{eff}, $\frac{1}{T_{eff}}$) donnés, respectivement, par :

$$\omega_{eff} = \frac{d_i\chi_i}{(d_i\chi_i + d_p\chi_p)}\omega_i + \frac{d_p\chi_p}{(d_i\chi_i + d_p\chi_p)}\omega_p \quad (V.11)$$

$$\frac{1}{T_{eff}} = \frac{d_i\chi_i\frac{1}{T_i} + d_p\chi_p\frac{1}{T_p}}{(d_i\chi_i + d_p\chi_p)} \quad (V.12)$$

- échantillon implanté sur les 2 faces :

Pour une même implantation par face, le dénominateur résonnant [R] est donné par :

$$[R] = 2d_i\chi_s^oD_sQ_2^o + d_p\chi_p\Omega_p + \frac{(d_i\chi_s^oD_sQ_2^o)^2}{\frac{\chi_pD_p}{d_p}} \quad (III.80)$$

Se plaçant dans le même cadre d'approximation que ci-dessus, le critère qui rend négligeable le dernier terme par rapport aux précédents s'exprime alors comme :

$$\frac{|d_i\chi_i\Omega_i|}{\frac{\chi_pD_p}{d_p}} \ll 1 \quad (V.13)$$

A la résonance, l'ordre de grandeur de ce rapport est celui de : $2\,\frac{(d_i\chi_i/T_i)}{(d_p\chi_p/T_p)}\left(\frac{d_p}{\delta_{eff_p}}\right)^2$ (voir discussion du chap.III).

. Pour les échantillons implantés de concentration moyenne locale "faible" ($\bar{c}$ < 1000 ppm), qu'on considère dans cette partie 1, le critère (V.13) sera satisfait à basse température (le métal pur est mince pour le mode spin : $\frac{d_p}{\delta_{eff_p}} < 1$ et le rapport $\frac{d_i\chi_i}{d_p\chi_p} < 1$, comme nous le verrons plus précisément par la suite). Le dénominateur [R] (III.80) est alors décrit par un terme résonnant Lorentzien :

$$[R] = 2d_i\chi_i\Omega_i + d_p\chi_p\Omega_p = (2d_i\chi_i+d_p\chi_p)\left[\frac{1}{T_{eff}} + i(\omega-\omega_{eff})\right] \qquad (V.14)$$

dont les paramètres effectifs sont donnés par :

$$\omega_{eff} = \frac{(2d_i\chi_i\omega_i + d_p\chi_p\omega_p)}{(2d_i\chi_i + d_p\chi_p)} \quad (V.15) \quad \text{et} \quad \frac{1}{T_{eff}} = \frac{2d_i\chi_i\frac{1}{T_i}+d_p\chi_p\frac{1}{T_p}}{(2d_i\chi_i+d_p\chi_p)} \quad (V.16)$$

c.a.d. l'analogue des expressions (III.70) et (III.71) d'un échantillon trimétallique (A,B,C) pour lequel les métaux A et C sont identiques.

b) Largeur de raie : résultats et analyse

. La figure V.1 montre la variation de la largeur de raie totale à mi-hauteur ΔH (exprimée en gauss) en fonction de la température pour une série d'échantillons implantés (doses "moyennes") et deux échantillons témoins de cuivre, correspondant à une source de cuivre pur monocristalline (CuIIIB et CuL.H). La légende de la figure indique les noms de ces échantillons et leurs principales caractéristiques (pour des données plus complètes consulter le tableau V.1) ; les échantillons "témoins" de cuivre correspondent respectivement au CuIIIBn°7 (rond blanc) et au CuIIIBn°4 (rond noir), celui-ci ayant été implanté en Cu_{63} (220 keV) sur 1 face avec une dose standard (D_s). Nous illustrons la variation en température de la largeur de raie par cette seule figure : elle est représentative du comportement général observé pour l'ensemble des échantillons implantés et de leurs échantillons témoins de cuivre pur. (On peut trouver d'autres résultats expérimentaux, relatifs à la largeur de raie, dans notre thèse de 3^e cycle (19) : les figures 9, 10, 11 de cette référence correspondent à des échantillons implantés dont la dose d'implantation est, soit plus faible (< D_s), soit plus forte (> $3D_s$) et dont la source de cuivre est polycristalline).

- Pour les échantillons de cuivre pur, la largeur de raie est pratiquement constante à basse température, présente un léger minimum vers 15 K, puis croît avec la température : cette augmentation de la largeur de raie (significative à partir de

T ∿ 20 K) est due à la relaxation de spin des électrons de conduction par les phonons. Pour l'ensemble des échantillons témoins de cuivre pur étudiés, on trouve, pour cette contribution associée aux phonons, une variation en température (dans la gamme [20 ; 35 K]) en bon accord avec celle obtenue par Shanabarger (20) ; la loi de variation en température du taux de relaxation de spin par les phonons est la même (21,22,23) que celle de la résistivité : elle est en T^5.

. La largeur de raie résiduelle, à basse température, qui est essentiellement associée à la relaxation de spin sur les impuretés résiduelles de la matrice, varie d'environ 18 gauss pour les sources monocristallines jusqu'à ∿ 38 gauss pour la source polycristalline CuVIB1A. (ΔH = 18 gauss correspond à un temps de relaxation de spin-réseau $T_{s\ell} = 3\times10^{-9}$ sec).

- Pour les échantillons implantés en Mn, la variation en température de la largeur de raie est qualitativement la même pour tous (valable également pour les "fortes" doses d'implantation) : elle est caractérisée par une rapide décroissance avec la température, un minimum dans la gamme [15; 25 K] correspondant à une valeur plus élevée que la largeur de raie résiduelle du cuivre pur témoin, puis par une croissance avec T liée à la relaxation de spin par les phonons dans la partie métal pur de l'échantillon.

b.1. Définition du paramètre A

Le taux de relaxation effectif $\frac{1}{T_{eff}}$ est décrit, respectivement, par les expressions (V.12) et (V.16) pour les échantillons implantés resp. sur 1 face et 2 faces. Pour les échantillons implantés (sur 1 face ou 2 faces) on peut alors décrire la largeur de raie totale à mi-hauteur correspondante ΔH_{eff} par une expression unique donnée ci-dessous (pour une raie Lorentzienne on a la correspondance $\Delta H = \frac{2}{\gamma T}$ et on assimile ci-dessous γ_{eff}, γ_p, γ_i à une valeur unique γ, ces rapports giromagnétiques étant très voisins).

$$\text{On a :} \quad \Delta H_{eff} = \frac{\Delta H_p + r\,\Delta H_i}{1 + r} \qquad \text{(V.17)}$$

où le rapport r est défini par : $r = \alpha \frac{d_i \chi_i}{d_p \chi_p}$ (V.18), α représentant le nombre de faces implantées.

. En vertu de l'expression de χ_i (V.8), ce rapport r s'exprime comme :

$r = \alpha \frac{d_i \chi_s^o}{d_p \chi_p}(1 + \frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}) = \alpha \frac{d_i}{d_p}(1 + \frac{\chi_d^o}{\chi_s^o})$ (V.19), où dans la seconde égalité on a exprimé le fait que la susceptibilité de Pauli des électrons de conduction est la même dans la couche implantée et la partie métal pur ($\chi_s^o = \chi_p$), puisque correspondant à la même matrice.

. Dans la couche implantée, χ_d^o/χ_s^o est proportionnel à la concentration de l'alliage et sa variation en température est décrite par :

$\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o} = \left(\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right)_{IK} \frac{1}{T}$ si on suppose une loi de Curie pour la susceptibilité des moments localisés. Pour des concentrations dans la gamme [100 ; 1000 ppm], à basse température, on aura : $\chi_d^o/\chi_s^o >> 1$.

. A partir de la contribution qui, dans le rapport r (V.19), sera largement dominante à basse température pour les concentrations locales envisagées, on définit pour un échantillon implanté le paramètre A de la manière suivante :

$$\alpha \frac{d_i}{d_p} \frac{\chi_d^o}{\chi_s^o} = \frac{A}{T} \quad \text{(V.20)}, \quad \text{par suite :} \quad A = \alpha \frac{d_i}{d_p}\left(\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right)_{IK} \qquad \text{(V.21)}$$

(Si la susceptibilité des moments localisés est décrite par une loi de Curie-Weiss de la forme $C/(T+\theta)$, on définit le paramètre A, de façon analogue, en fonction de la constante de Curie C). Ce paramètre A, dont la valeur est caractéristique de chaque échantillon implanté, joue un rôle déterminant dans la variation en température de la largeur de raie ΔH_{eff} et de la fréquence de résonance ω_{eff} (ou du g_{eff} correspondant). Pour chaque échantillon implanté (de concentration moyenne locale "faible" : $\bar{c}$ < 1000 ppm) on peut déterminer une valeur "théorique" de ce paramètre, c.a.d. la valeur attendue à partir des données expérimentales obtenues (20) sur un alliage homogène de CuMn, comme nous allons l'expliciter ci-dessous.

. Dans un alliage dilué de CuMn homogène, dont le régime dynamique de spins est de couplage fort, la largeur et la position de la raie observée sont décrits (20) à partir, respectivement, du taux de relaxation et de la fréquence de résonance correspondant à la fréquence propre de résonance complexe que nous avons notée $\tilde{\omega}_2$ (B.30) ; ces paramètres de la résonance s'expriment en terme du rapport des susceptibilités χ_d^o/χ_s^o.

. Supposant, pour les alliages dilués de CuMn qu'il a étudiés, une loi de Curie pour la susceptibilité des moments localisés, Shanabarger (20) déduit de l'analyse de la largeur de raie, pour chacun de ses échantillons, le rapport $(\chi_d^o/\chi_s^o)_{IK}$ (valeur prise à T = 1 K). Il trouve une dépendance linéaire de ce rapport en fonction de la concentration (c < 300 ppm) et la valeur de la pente de la droite ainsi définie correspond à :

$$\left[\frac{\Delta\left(\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right)_{IK}}{\Delta c}\right] = 0.307 \text{ par ppm de Mn dans le cuivre} \qquad \text{(V.22)}$$

. Si l'on suppose pour les échantillons implantés que, dans la gamme de concentration locale envisagée ($\bar{c}$ < 1000 ppm), la quantité $\left[\frac{\Delta\left(\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right)_{IK}}{\Delta c}\right]$ (pente en concentration) est constante, le paramètre A (V.21) s'exprime alors comme :

$$(V.23)\quad A = \alpha \frac{d_i c_i}{d_p}\left[\frac{\Delta\left(\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right)_{IK}}{\Delta c}\right], \text{ où } d_i c_i = D_i \text{ (V.1) représente la dose d'implantation.}$$

. Pour un échantillon implanté donné (caractérisé par les grandeurs connues : dose d'implantation D_i, épaisseur ℓ ($d_p \simeq \ell$), nombre de faces implantées α) on appellera valeur "théorique" de A (notée A_{th}), la valeur de ce paramètre calculée à partir de (V.22), déduit par Shanabarger (20) de l'analyse d'alliages homogènes (et sans défauts) de CuMn.

. On aura par exemple pour un échantillon d'épaisseur ℓ = 40 µ, implanté sur 1 face avec une dose standard $D_s = 5.25 \times 10^{14}$ ions/cm^2, la valeur suivante : $A_{th} = 0.467$.

. Pour chaque échantillon implanté, on a indiqué dans la dernière colonne du tableau V.1 la valeur A_{th} ainsi calculée.

b.2. Méthode d'analyse de la largeur de raie

Pour les échantillons implantés de concentration moyenne locale "faible" (typiquement $\bar{c}$ < 1000 ppm), on va procéder, à partir de l'expression de ΔH_{eff} (V.17), à une analyse fine de la largeur de raie observée et de sa variation en température. Pour cela, explicitons tout d'abord la largeur de raie ΔH_i correspondant au taux de relaxation $\frac{1}{T_i}$ (taux de relaxation associé à la fréquence propre complexe $\tilde{\omega}_2$ (B.30) du système moments localisés-électrons de conduction de la couche implantée, caractérisé par un régime dynamique de spins de couplage fort ("bottleneck" fort)). On a :

$$\Delta H_i = \frac{\Delta H_{s\ell} + \frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\Delta H_{d\ell}}{\left(1 + \frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right)} \qquad (V.24)$$

. Dans ce qui suit l'indice p caractérise la partie métal pur de l'échantillon implanté, les indices s et d sont relatifs, respectivement, aux électrons de conduction et aux moments localisés de la couche implantée ("métal" i). Compte tenu

des expressions de ΔH_{eff} (V.17) et ΔH_i (V.24) on déduit la relation suivante, qui va nous servir de base pour la discussion et l'analyse de la largeur de raie observée :

$$(1 + r)\Delta H_{eff} = [\Delta H_p + \alpha \frac{d_i}{d_p} \Delta H_{s\ell}] + \alpha \frac{d_i \chi_d^o}{d_p \chi_s^o} \Delta H_{d\ell} \qquad (V.25)$$

ce qui s'écrit également : $(1 + \alpha \frac{d_i}{d_p} + \frac{A}{T}) \Delta H_{eff} = [\Delta H_p + \alpha \frac{d_i}{d_p} \Delta H_{s\ell}] + \frac{A}{T} \Delta H_{d\ell}$

compte tenu de r (V.19) et de (V.20).

b.2.α. Contribution au $\Delta H_{s\ell}$ associée aux impuretés de Mn implantées

De (V.25) on déduit que la largeur de raie ΔH_{eff} d'un échantillon implanté se réduit, lorsqu'on fait $\chi_d^o/\chi_s^o = 0$, à :

$$\Delta = \frac{\Delta H_p + \alpha \frac{d_i}{d_p} \Delta H_{s\ell}}{(1 + \alpha \frac{d_i}{d_p})} \qquad (V.26)$$

- Pour le métal pur la largeur de raie peut être décomposée en deux contributions : $\Delta H_p = (\Delta H_p)_{rés} + (\Delta H_p)_{ph}$ où $(\Delta H_p)_{rés}$ représente la largeur de raie résiduelle, à basse température, associée essentiellement à la relaxation de spin sur les impuretés résiduelles de la matrice et $(\Delta H_p)_{ph}$ correspond à la relaxation de spin par les phonons (dans le cuivre ce processus ne devient efficace qu'à partir de $T \sim 20$ K).

- Pour la largeur de raie $\Delta H_{s\ell}$ des électrons de conduction dans la couche implantée on effectue la décomposition suivante :

$$\Delta H_{s\ell} = (\Delta H_{s\ell})_{rés} + (\Delta H_{s\ell})_{ph} + (\Delta H_{s\ell})_{Mn} = \Delta H_p + (\Delta H_{s\ell})_{Mn} \qquad (V.27)$$

où on suppose que les 2 premières contributions sont, respectivement, les mêmes que dans la partie métal pur puisqu'il s'agit de la même matrice et où $(\Delta H_{s\ell})_{Mn}$ décrit globalement la relaxation de spin réseau (couplage spin-orbite) des électrons de conduction par les impuretés de Mn et l'ensemble des défauts créés par l'implantation de ces ions.

. Dans les décompositionsprécédentes on a fait une hypothèse d'additivité des différents processus de relaxation de spin, hypothèse de même nature que celle qui est faite en résistivité (règle de Matthiesen). Tenant compte des considérations précédentes, Δ (V.26) peut alors s'écrire :

$$\Delta = \Delta H_p + \frac{\alpha \frac{d_i}{d_p}}{(1 + \alpha \frac{d_i}{d_p})} (\Delta H_{s\ell})_{Mn} \qquad (V.28)$$

. Si on développe ΔH_{eff} (V.25) en fonction de $\frac{A}{T}$ (V.20) (pour les échantillons implantés considérés $A \lesssim 1$), on obtient au 1er ordre en $\frac{A}{T}$:

$$\Delta H_{eff} = \Delta + \frac{A}{T} \frac{(\Delta H_{d\ell} - \Delta)}{(1 + \alpha \frac{d_i}{d_p})} \quad (V.29) \text{ où } \Delta \text{ est donné par (V.26) ou (V.28)}$$

L'expression précédente (V.29) nous suggère une méthode pour déterminer, à partir de la largeur de raie expérimentale, la contribution au $\Delta H_{s\ell}$ associée aux impuretés de Mn implantées. On trace cette largeur de raie expérimentale en fonction de $\frac{1}{T}$: l'extrapolation à l'origine (correspondant à T_∞) de la droite définie dans la gamme des températures moyennes (avant l'apparition de la contribution due aux phonons) correspond alors à l'extrapolation de Δ (V.28) soit :

$$\Delta_\infty = (\Delta H_p)^\infty_{rés} + \frac{\alpha \frac{d_i}{d_p} (\Delta H_{s\ell})_{Mn}}{(1 + \alpha \frac{d_i}{d_p})} \qquad (V.29).$$

. On procède de la même manière pour le métal pur témoin, ce qui permet d'obtenir la valeur d'extrapolation de la largeur de raie résiduelle, soit : $(\Delta H_p)^\infty_{rés}$. Comme nous l'avons déjà mentionné (voir Figure V.1) on constate en effet une légère décroissance en température de la largeur de raie résiduelle du cuivre pur, ce comportement pouvant être lié à la présence d'impuretés magnétiques résiduelles dans le métal pur (même en concentration très faible : < 1 ppm).

. A partir des 2 données précédentes (Δ_∞ pour l'échantillon implanté et $(\Delta H_p)^\infty_{rés}$ du métal pur témoin) on déduit alors, pour l'échantillon implanté considéré :

$$\Delta_\infty - (\Delta H_p)^\infty_{rés} = \frac{\alpha \frac{d_i}{d_p} (\Delta H_{s\ell})_{Mn}}{(1 + \alpha \frac{d_i}{d_p})} \qquad (V.30)$$

. La méthode d'extrapolation précédente est illustrée sur la figure V.2 où ont été portées, en fonction de $\frac{1}{T}$, les largeurs de raie observées pour les échantillons implantés CuIIIBn°1 (2 faces), CuIIIBn°3 (1 face) et leur témoin de cuivre pur CuIIIBn°7.

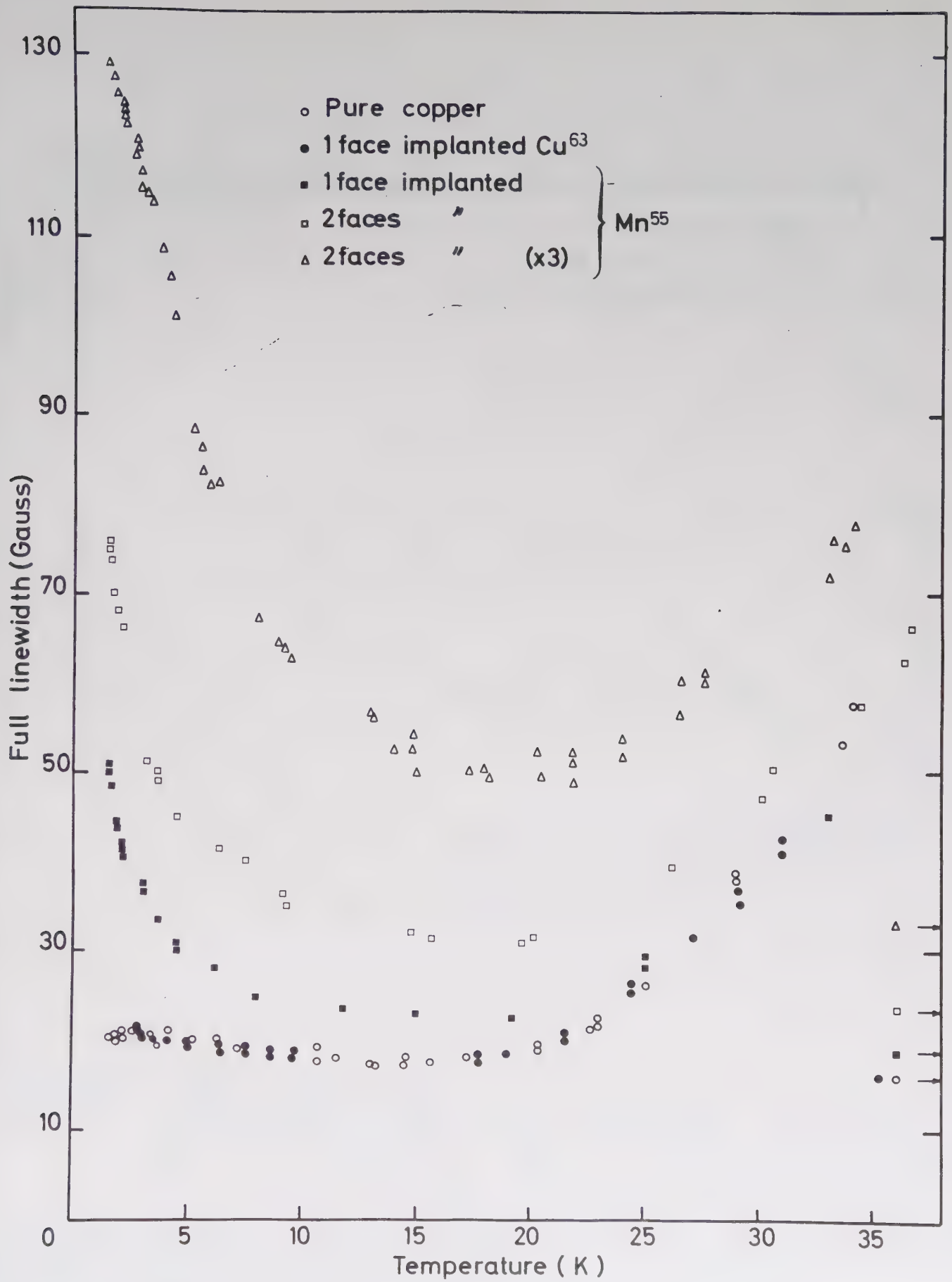


Figure V.1 : Variation en température de la largeur de raie totale à mi-hauteur ΔH pour une série d'échantillons implantés en Mn à des doses "moyennes" (CuIIIBn°1; CuIIIBn°3; CuL.H.n°3: leurs caractéristiques sont données dans le tableau V.1,page V.3) et deux échantillons témoins de cuivre (CuIIIBn°7 et CuIIIBn°4, implanté sur 1 face en Cu_{63}). Pour chaque échantillon la flèche (échelle de droite) indique la valeur extrapolée à T∞ de la largeur de raie, selon la méthode illustrée sur la figure V.2

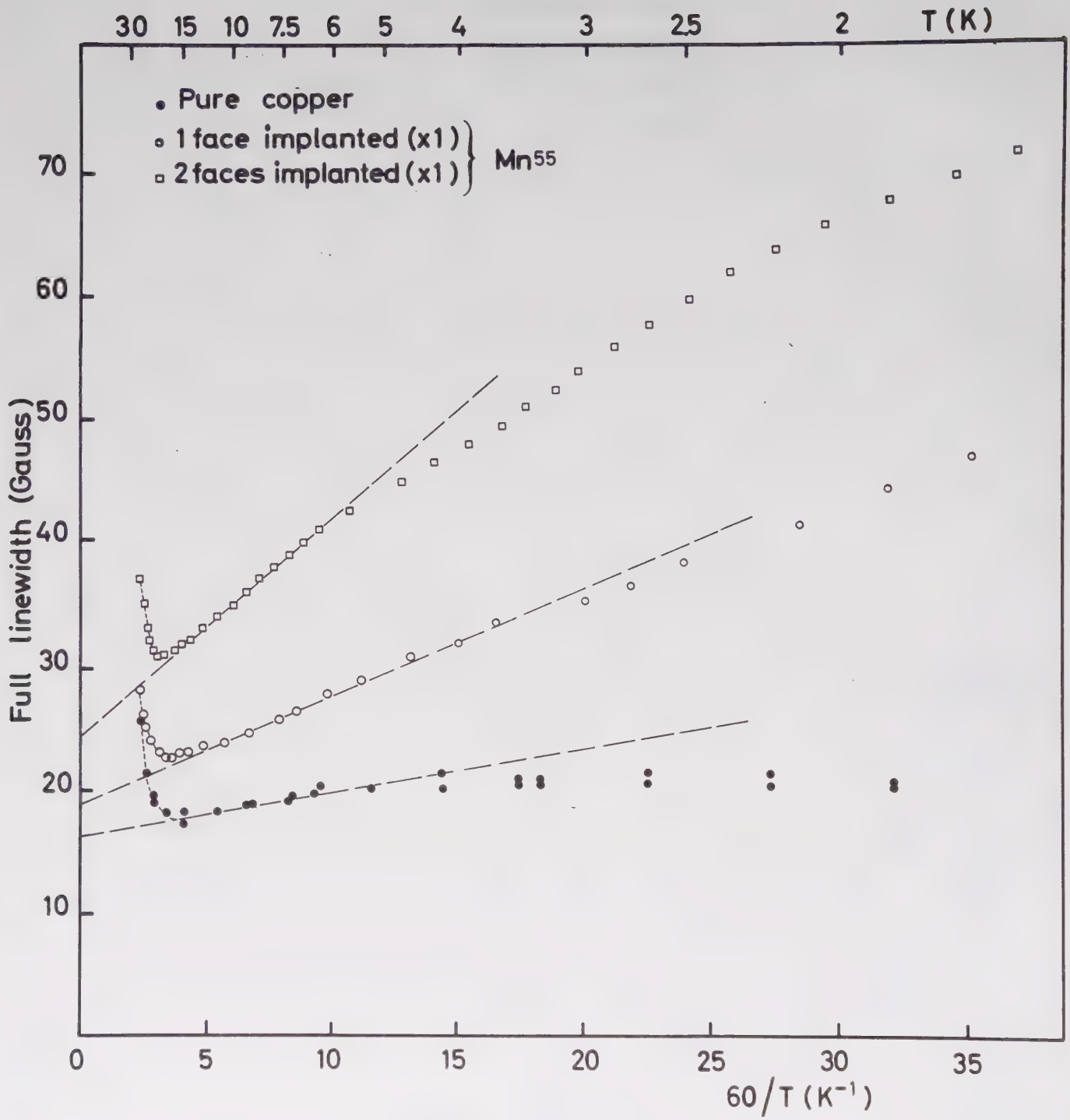


Figure V.2 : Largeur de raie observée, portée en fonction de 1/T, pour les échantillons implantés CuIIIBn°3 (1 face implantée, dose D_s), CuIIIBn°1 (2 faces implantées, dose D_s par face) et leur témoin de cuivre pur CuIIIBn°7: pour chacun de ces échantillons l'extrapolation à 1/T = 0 de la droite définie dans la gamme des températures moyennes (avant l'apparition de la contribution due aux phonons) permet de déterminer Δ_∞ , la valeur d'extrapolation à $T\infty$ de la largeur de raie.

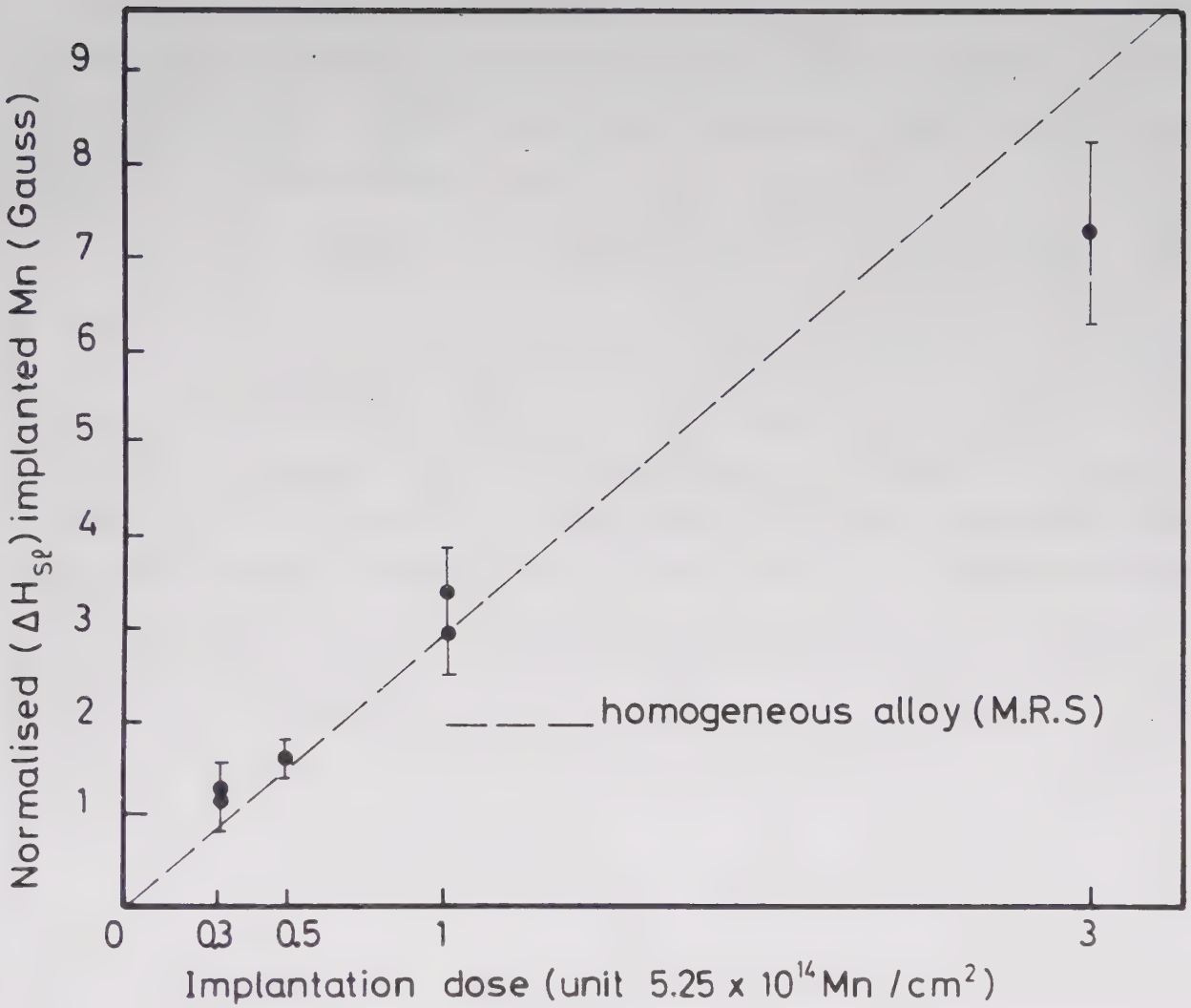


Figure V.3 : Contribution à la largeur de raie de spin-réseau des électrons de conduction($\Delta H_{s\ell}$), associée aux impuretés de Mn implantées, pour une série d'échantillons correspondants à différentes doses d'implantation (la dose standard D_s est choisie pour unité). Pour un échantillon implanté donné, cette contribution est obtenue par différence entre sa valeur de Δ_∞ (largeur de raie observée extrapolée à T∞ (comme illustré sur la figure V.2) et celle du cuivre pur témoin : cette quantité est renormalisée par rapport au nombre de faces implantées et à l'épaisseur de l'échantillon pour permettre une comparaison des échantillons entre eux.
Sur cette figure, la droite en pointillés correspond à ce que l'on attendrait pour cette contribution, en fonction de la dose d'implantation, à partir des résultats de Shanabarger (20) portant sur des alliages dilués de CuMn, préparés classiquement.

. Procédant ainsi pour chaque échantillon implanté et le métal pur témoin correspondant, on détermine alors pour cet échantillon implanté, suivant (V.30), la contribution à la largeur de raie décrite par la quantité : $\alpha \frac{d_i}{d_p}(\Delta H_{s\ell})_{Mn}$ (V.31). (on néglige au dénominateur le terme correctif $\alpha \frac{d_i}{d_p}$ par rapport à 1 : en effet si on estime l'épaisseur de la couche implantée $d_i \sim 800$ Å, pour $d_p = 40$ µ et $\alpha = 1$ on a $\frac{d_i}{d_p} \sim 2.10^{-3}$; pour des échantillons implantés sur les 2 faces et plus minces ($\lesssim$ 10 µ) ce terme correctif serait $\lesssim$ 2 %).

. C'est cette quantité (V.31), exprimée en gauss et renormalisée par rapport à α et à l'épaisseur de l'échantillon (on a choisi une épaisseur de référence égale à 40 µ, pour comparer les échantillons entre eux), qui est portée sur la figure V.3 pour une série d'échantillons implantés correspondants à différentes doses d'implantation (la dose standard D_s est choisie pour unité). Sur cette figure, la droite en pointillés correspond à ce que l'on attendrait, en fonction de la dose d'implantation, à partir des résultats de Shanabarger (20) portant sur des alliages dilués de CuMn (homogènes et sans défauts), comme nous allons le préciser ci-dessous :

De l'analyse de la largeur de raie, Shanabarger (20) déduit pour chaque échantillon la contribution à la relaxation de spin-réseau des électrons de conduction due aux impuretés : cette contribution étant trouvée linéaire par rapport à la concentration en Mn (c < 300 ppm) il obtient pour la pente de cette droite :

$$\left[\frac{\delta(\Delta H_{s\ell})_{Mn}}{\delta c}\right] = 1.92 \pm 0.16 \text{ gauss/ppm} \qquad (V.32)$$

. A partir de ce résultat sur l'alliage homogène on peut calculer, pour un échantillon implanté, ce que l'on attendrait du taux de relaxation $\frac{1}{T_{s\ell}}$ associé aux Mn seulement (sans les défauts d'implantation) :

$$\alpha \frac{d_i}{d_p}(\Delta H_{s\ell})_{Mn} = \alpha \frac{d_i c_i}{d_p}\left[\frac{\delta(\Delta H_{s\ell})_{Mn}}{\delta c}\right] \quad (V.33) \text{ où } D_i = c_i d_i \text{ est la dose d'implantation.}$$

. A partir du résultat de Shananarger (V.32), on obtient pour la quantité précédente (V.33) la valeur de 2.96 gauss, correspondant à un échantillon implanté sur 1 face, d'épaisseur 40 µ, et dont la dose d'implantation est la dose standard D_s. (d'où la droite en pointillés portée sur la figure V.3).

. Comme l'indique la figure V.3, les points expérimentaux correspondant aux échantillons implantés sont situés légèrement au dessus (sauf pour l'échantillon de dose $3D_s$) de la droite définie à partir de la contribution attendue d'un alliage homogène dilué (20) et associée aux Mn seuls. le résultat remarquable est que la

contribution supplémentaire au $\Delta H_{s\ell}$, devant être associée aux défauts créés par l'implantation, est peu visible. Pour la dose standard, on peut dire que l'ensemble des défauts que l'on peut associer à chaque ion Mn implanté a une contribution au $\frac{1}{T_{s\ell}}$ des électrons de conduction typiquement inférieure à $\sim$ 20 % de la contribution dûe à l'ion Mn en tant qu'impureté. Ce résultat est cohérent avec celui obtenu pour une implantation de cuivre dans le cuivre : sur la figure V.1, on peut voir que la largeur de raie d'un échantillon de cuivre implanté en Cu_{63}, sur 1 face, à la dose standard (rond noir, correspondant au CuIIIBn°4) est la même, à la précision de la mesure près, sur toute la gamme de température étudiée, que celle de l'échantillon de cuivre pur témoin (rond blanc, correspondant au CuIIIBn°7).

. Compte tenu des barres d'erreur (Figure V.3) et du rapport des épaisseurs $\frac{d_i}{d_p}$ (estimé à 2.10^{-3} pour d_p = 40 µ), on peut donner une limite supérieure pour le taux de relaxation de spin de la couche implantée associée aux défauts créés par l'implantation (dislocations, amas de défauts) ; on a (pour une dose d'implantation $\leq$ 1 D_s) : $(\Delta H_{s\ell})_{défauts} \leq$ 500 à 700 gauss.

. Ce résultat n'implique qu'une très faible contribution des défauts d'implantation à la largeur de raie que si l'on suppose ces défauts en nombre proportionnel à la dose d'implantation. Il est très vraisemblable que les phénomènes de saturation observés pour la résistivité aux très faibles doses joue de la même manière pour la relaxation de spin.

b.2.β. Comparaison d'échantillons implantés sur 1 face et 2 faces

Nous avons vu au paragraphe précédent que, pour chaque échantillon implanté, on peut déduire de la largeur de raie observée (et par comparaison au métal pur témoin) la contribution des Mn implantés au $\Delta H_{s\ell}$ de la couche implantée. Nous souhaiterions également tirer deux autres informations, relatives à la susceptibilité des Mn implantés et à leur largeur de raie résiduelle $\Delta H_{d\ell}$ (couplage au réseau).

. Dans le cas d'un alliage homogène, de l'analyse de la largeur de raie d'un échantillon donné, on peut en effet extraire (20) séparément ces trois informations. Pour un échantillon implanté, compte tenu de la structure de l'expression de ΔH_{eff} (V.25) et de l'ordre de grandeur du paramètre A (V.21), on ne peut pas suivre une procédure semblable à celle utilisée (20) pour un alliage homogène et, par suite, déduire de façon indépendante les informations relatives à la susceptibilité des impuretés magnétiques (plus précisément le rapport χ_d^o/χ_s^o) et à leur largeur de raie résiduelle $\Delta H_{d\ell}$.

Cependant on dispose d'une autre méthode pour obtenir, de manière séparée, les deux informations précédentes relativement à des conditions d'implantation don-

nées (dose, énergie) : on compare pour cela les largeurs de raie expérimentales d'un échantillon implanté sur 1 face et d'un échantillon implanté sur les 2 faces, la dose et l'énergie d'implantation étant la même par face pour les 2 échantillons.

. Revenons à l'expression de ΔH_{eff} (V.25) pour un échantillon implanté ; on peut réécrire cette relation sous la forme identique suivante :

$$\Delta H_{eff} - \Delta = \frac{\alpha \dfrac{d_i \chi_d^o}{d_p \chi_s^o}}{\left(1+\alpha \dfrac{d_i}{d_p}\right)} (\Delta H_{d\ell} - \Delta H_{eff}) \quad (V.34)$$ où Δ est donné par (V.26)

. On a, pour 2 échantillons implantés respectivement sur 1 face et 2 faces (les conditions d'implantation (dose, énergie) étant les mêmes par face et par suite le $\Delta H_{d\ell}$ pouvant être supposé le même) les relations suivantes :

$$\begin{cases} \Delta H_{eff_1} - \Delta_1 = \dfrac{d_o}{d_1} \left(\dfrac{d_i \chi_d^o}{d_o \chi_s^o}\right) (\Delta H_{d\ell} - \Delta H_{eff_1}) & (V.35) \\ \Delta H_{eff_2} - \Delta_2 = 2\dfrac{d_o}{d_2} \left(\dfrac{d_i \chi_d^o}{d_o \chi_s^o}\right) (\Delta H_{d\ell} - \Delta H_{eff_2}) & (V.36) \end{cases}$$

Dans ces expressions l'indice 1 se rapporte à l'échantillon implanté sur 1 face, l'indice 2 à l'échantillon implanté sur les 2 faces ; d_1 et d_2 désignent les épaisseurs totales de ces échantillons, d_o une épaisseur de référence.

. Pour chacun de ces échantillons la quantité Δ (décrite par (V.26)) peut être déterminée en fonction de la température à partir des données expérimentales relatives à cet échantillon et à son échantillon de métal pur témoin (voir paragraphe précédent α)). Ainsi, remplaçant respectivement ΔH_{eff_1} et ΔH_{eff_2} par les largeurs de raie expérimentales de l'échantillon implanté sur 1 face et de l'échantillon implanté sur les 2 faces, on détermine en fonction de la température, à partir des 2 équations (V.35) et (V.36), les quantités $\Delta H_{d\ell}$ et $d_i \chi_d^o / d_o \chi_s^o$ (cette dernière nous donnant une information sur la loi de susceptibilité des impuretés implantées).

. On a suivi cette méthode et calculé en fonction de la température les 2 quantités précédentes en comparant les échantillons dénommés CuL.Hn°4 et CuVIB2An°4 (voir tableau V.1), respectivement implanté sur 1 face et sur 2 faces, à la dose $D_i = 0.3\ D_s$ par face et avec une énergie d'implantation de 220 keV (la concentration "moyenne" locale correspondante étant $\bar{c} \simeq 250$ ppm). L'imprécision d'une telle détermination augmentant avec la température, on a limité ce calcul à $T \sim 15$ K. Les résultats sont portés sur la figure V.4.

a) Loi de susceptibilité des Mn implantés :

Sur la figure V.4.a) on a porté, en fonction de la température, le paramètre $f(T) = \left(\frac{d_i \chi_d^o}{d_o \chi_s^o}\right)^{-1}$ proportionnel à l'inverse de la susceptibilité des Mn implantés et correspondant à une épaisseur de référence d_o prise égale à 40 μ. La variation linéaire observée de f(T) avec la température (intercept $\theta \simeq 0$) indique que la susceptibilité des Mn implantés suit une loi de Curie (pour T > 3 K) ; d'autre part l'inverse de la pente de la droite ainsi définie (marquée en pointillés) nous donne une information sur le paramètre que nous avons appelé A (V.21), caractérisant un échantillon implanté : on trouve A = 0.139 ± 0.005, ce qui est en très bon accord avec la valeur "théorique" de ce paramètre (déterminé à partir des données expérimentales (20) d'alliages homogènes dilués de CuMn, voir paragraphe b.1). En effet, pour la dose considérée 0.3 D_s et d_o = 40 μ, on a : A_{th} = 0.140. La principale conclusion que l'on peut tirer du résultat précédent est que la susceptibilité des Mn implantés est la même que celle d'impuretés de Mn d'un alliage dilué de CuMn préparé classiquement (au moins pour la gamme de concentration locale considérée : $\overline{c} \simeq 250$ ppm).

b) $\Delta H_{d\ell}$ des Mn implantés

Sur la figure V.4.b) on a porté le second paramètre déduit de cette comparaison entre échantillons implantés sur 1 face et 2 faces : on constate que se trouve bien définieune largeur de raie résiduelle $\Delta H_{d\ell}$ associée aux impuretés implantées, pratiquement constante en fonction de la température (à partir de T ∿ 3 K). Le fait remarquable, cependant, est l'ordre de grandeur de $\Delta H_{d\ell} \sim 200$ gauss, c'est-à-dire une valeur beaucoup plus grande que la valeur typique (∿ 25 gauss) donnée par Shanabarger (20) pour des alliages dilués (c ∿ 200 ppm) de CuMn préparés classiquement (et "sans défauts").

b.2.γ. $\Delta H_{d\ell}$ des impuretés de Mn implantées

Comme nous l'avons vu précédemment, on se heurte à une difficulté d'analyse pour extraire séparément, de la largeur de raie expérimentale d'un échantillon implanté donné, les informationsrelatives à la susceptibilité des Mn implantés et à leur largeur de raie résiduelle. Nous avons vu au paragraphe β) précédent que, lorsque la méthode de comparaison des largeurs de raie d'un échantillon implanté sur 1 face et d'un échantillon implanté sur les 2 faces (mêmes conditions d'implantation par face) peut être utilisée, on a obtenu le résultat important suivant : la susceptibilité des Mn implantés est la même que celle d'impuretés de Mn d'alliages

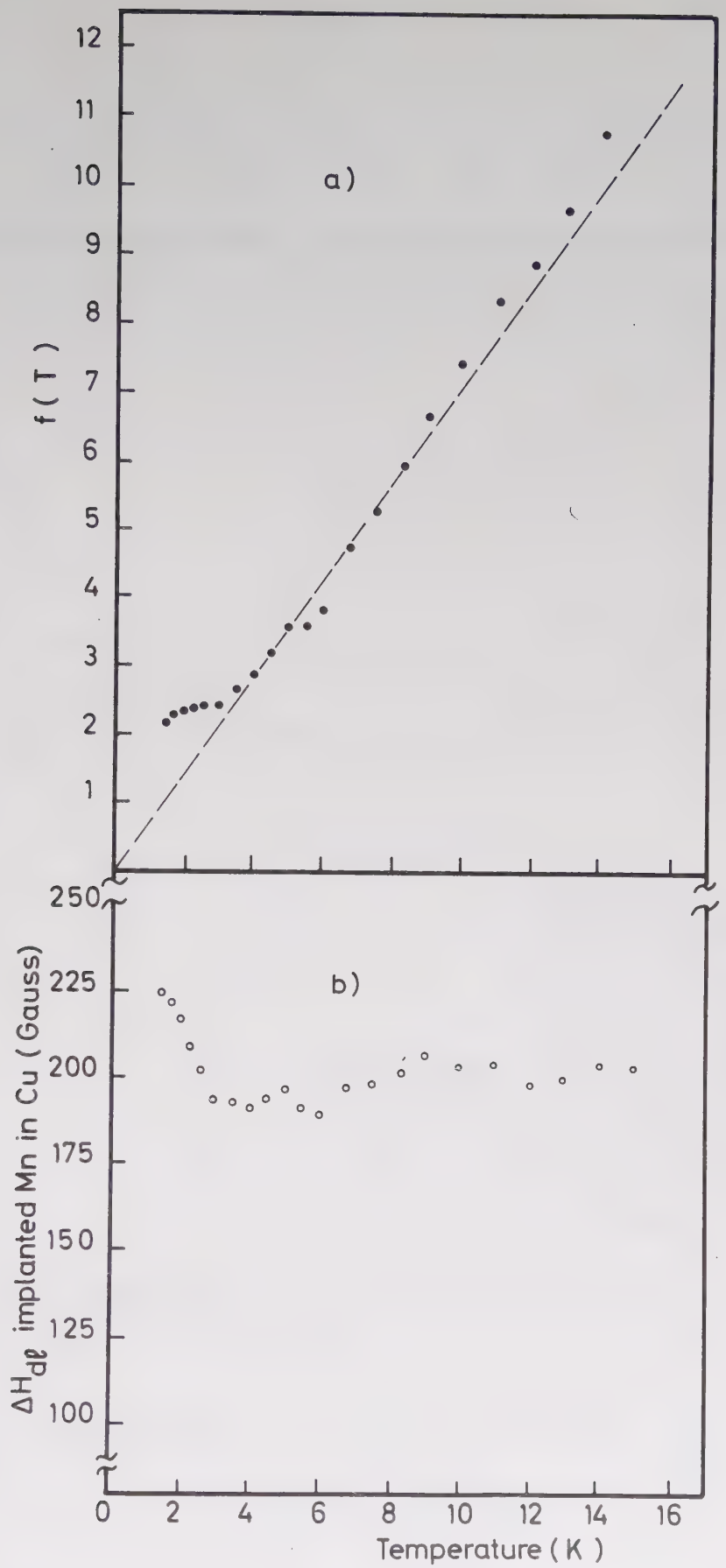


Figure V.4 : Variation en température de paramètres calculés à partir des largeurs de raie observées pour les échantillons CuL.H.n°4 et CuVIB2An°4 (implantés, respectivement, sur 1 face et sur les 2 faces à la dose 0.3 D_s par face). Cette méthode de comparaison est décrite au paragraphe b.2.β. En a) on a porté f(T) proportionnel à l'inverse de la susceptibilité des Mn implantés et en b) leur largeur de raie $\Delta H_{d\ell}$.

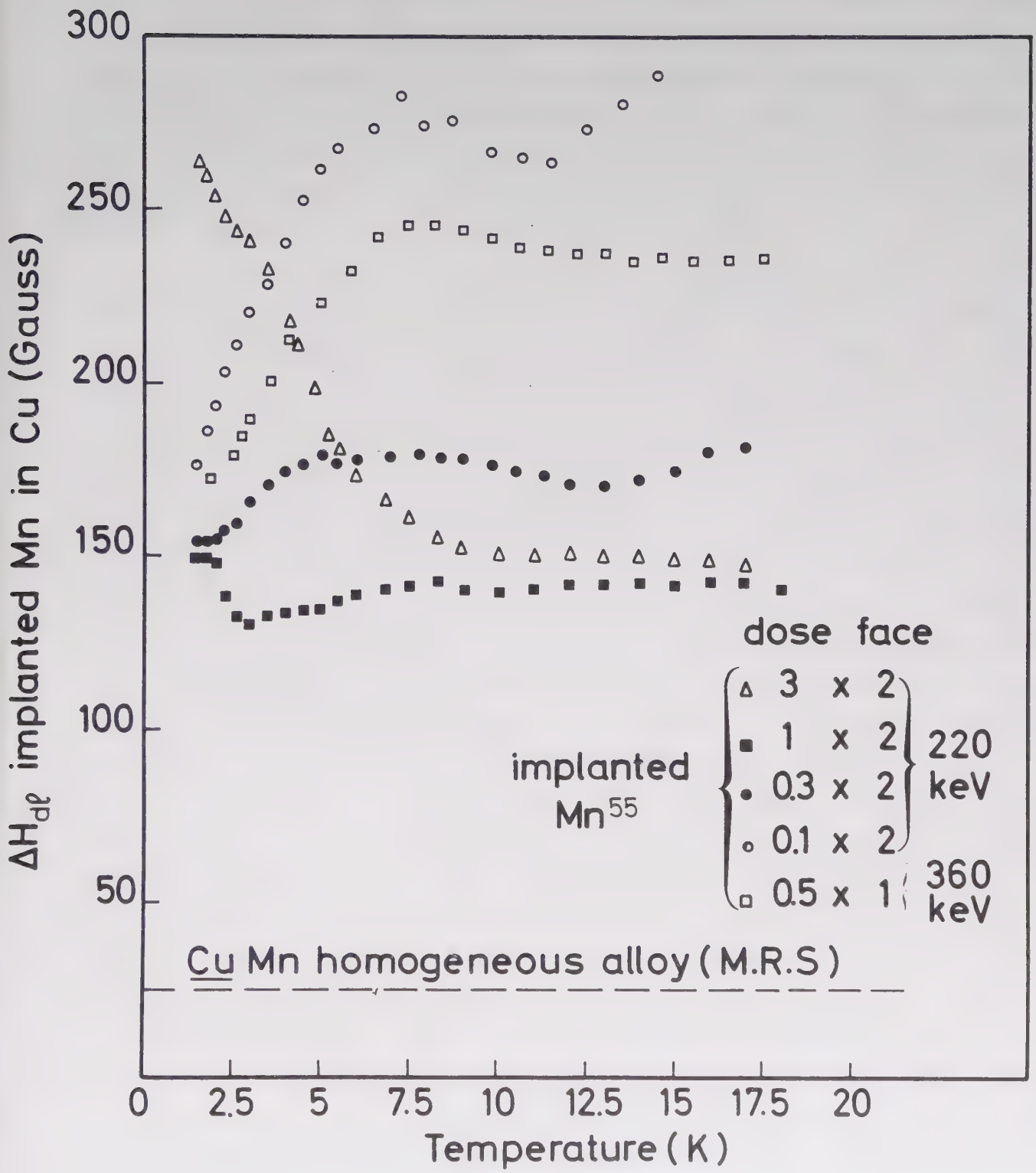


Figure V.5 : Variation en température de la largeur de raie $\Delta H_{d\ell}$ des Mn implantés, calculée à partir de la largeur observée comme indiqué au paragraphe b.2.γ. Les résultats portés sur cette figure se rapportent aux échantillons suivants: CuL.H.n°3, CuIIIBn°1, CuVIB2An°4, CuVIB2An°3, CuVIB2An°10, dont les caractéristiques détaillées sont données dans le tableau V.1(page V.3). La droite en pointillés indique la valeur typique, trouvée (20) pour ce paramètre, dans des alliages dilués de CuMn préparés classiquement.

homogènes dilués de CuMn préparés classiquement (dans la gamme de concentrations locales $\lesssim$ 2 à 300 ppm). Par suite, pour les autres échantillons implantés (de concentration moyenne locale "faible"), on va procéder, pour extraire l'information relative au $\Delta H_{d\ell}$, à l'analyse suivante : pour un échantillon implanté donné, on suppose que son paramètre A (V.21) est décrit par sa valeur "théorique" A_{th} et on détermine alors, en fonction de la température, le $\Delta H_{d\ell}$ à partir de l'expression (V.34) où on a substitué au ΔH_{eff} la largeur de raie observée de cet échantillon (comme précisé plus haut, la quantité Δ (en fonction de la température) est déterminée au préalable pour l'échantillon implanté considéré).

Sur la figure V.5 on a porté le $\Delta H_{d\ell}$ ainsi calculé en fonction de la température (typiquement jusqu'à T $\sim$ 18 K) pour une série d'échantillons implantés correspondants à des doses d'implantation différentes. (Sur cette figure on n'a pas regroupé tous les résultats obtenus pour les échantillons implantés étudiés (concentration locale "faible") mais ils sont représentatifs du comportement général observé). Sur cette figure on constate, qu'à partir d'une certaine température, se trouve définie une valeur de $\Delta H_{d\ell}$ pratiquement constante en température : si on examine les caractéristiques des échantillons implantés, dont les résultats sont portés sur cette figure, (voir légende de la figure pour les noms de ces échantillons et le tableau V.1 pour la concentration moyenne locale $\bar{c}$ correspondante) on constate que cette valeur de "plateau" de $\Delta H_{d\ell}$ dépend essentiellement de la concentration locale $\bar{c}$ de l'échantillon implanté considéré ; cette valeur diminue lorsque la concentration locale augmente : ce comportement en concentration est également observé par Shanabarger (20) pour les alliages de CuMn, préparés classiquement, qu'il a étudiés (gamme de concentration : 20 ; 200 ppm). Comme nous l'avons déjà mentionné, le point important est l'ordre de grandeur de cette largeur de raie $\Delta H_{d\ell}$ caractérisant les impuretés de Mn implantées comparé à celui obtenu (20) (voir droite en pointillés sur la figure V.5) dans des alliages de CuMn préparés classiquement, et sans défauts.

. On sait d'autre part expérimentalement (24,25,26) que la largeur de raie résiduelle des moments localisés, dans un alliage homogène, est augmentée par la présence de défauts dans le réseau de la matrice (dislocations, impuretés résiduelles). On est ainsi naturellement amené à considérer que la valeur élevée du $\Delta H_{d\ell}$ des impuretés de Mn implantées est à associer aux défauts créés par l'implantation (défauts stables résultants) et à la nature de leur environnement local. Les mécanismes physiques responsables du $\Delta H_{d\ell}$ sont très mal connus, aussi serait-il intéressant, par une étude en fonction de la fréquence, de déterminer pour les impuretés de Mn implantés la contribution au $\Delta H_{d\ell}$ devant être associée à une distribution des champs de résonance de ces impuretés (correspondant à une distribution de leur facteur g_d).

En ce qui concerne la variation, à basse température, du $\Delta H_{d\ell}$ ainsi calculé pour différents échantillons implantés et qu'on constate sur la figure V.5, nous ferons ici brièvement les deux remarques suivantes :

- dans cette partie 1, pour décrire la résonance dans les alliages implantés de concentration moyenne locale "faible" (voir paragraphe a)) nous avons fait une approximation dans la relation de dispersion du mode spin de l'alliage représentant la couche implantée : dans (II.63) nous avons pris égal à 1 le facteur supplémentaire $\frac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega\tau_{ex})}{\left[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega-\omega'_d)\right]}$ lié à l'interaction d'échange ; comme nous l'avons précisé ceci n'est valable qu'à "suffisamment haute température" (pour le CuMn homogène nous verrons que cela correspond typiquement à $T \gtrsim 5$ K). Par suite, pour les très basses températures, il conviendrait de reprendre l'analyse précédente de façon appropriée, les paramètres de la résonance de la couche implantée ne s'exprimant plus exactement, en termes des différentes quantités physiques, de la même façon qu'à "plus haute" température. Nous discuterons plus en détail ce point à propos de l'alliage homogène (partie E) lorsque nous essaierons d'interpréter les résultats expérimentaux de basse température.

- pour l'échantillon CuL.Hn°3 (dose = 3 D_s correspondant à $\bar{c} \simeq 2500$ ppm, triangle de la figure V.5) on observe une croissance de $\Delta H_{d\ell}$, à basse température, lorsque T diminue. Nous avons porté sur la figure V.5 le résultat relatif à cet échantillon bien que sa concentration locale en Mn soit, dans notre classification, "forte" ($\bar{c} > 1000$ ppm) pour indiquer le type d'effet qui sera caractéristique d'une concentration locale plus élevée. Pour cet échantillon, l'alliage magnétique de la couche implantée est à basse température dans un état verre de spin et sa largeur de raie ΔH_i est largement dominée par celle des moments localisés : la variation, à basse température, du $\Delta H_{d\ell}$ ainsi calculé reflète celle de ΔH_i (qui sera analysée dans la partie 2, voir en particulier la figure V.11).

c) Facteur g : résultats et analyse

La fréquence de résonance effective ω_{eff} est décrite, respectivement, par les expressions (V.11) et (V.15) pour les échantillons implantés resp. sur 1 face et 2 faces. Pour les échantillons implantés (sur 1 face ou 2 faces) on peut alors décrire le facteur g_{eff} correspondant par une expression unique :

$$g_{eff} = \frac{g_p + r\, g_i}{1 + r} \qquad (V.37)$$

où le rapport r est la même quantité (V.18) que celle qui intervient dans ΔH_{eff}.

. Pour les échantillons implantés de concentration moyenne locale "faible" ($\bar{c}$ < 1000 ppm), on peut procéder, à partir de g_{eff} (V.37), à une analyse fine du facteur g observé et de sa variation en température. Pour cela, on explicite le facteur g_i (associé à la fréquence propre $\tilde{\omega}_2$ (B.30) de l'alliage de la couche implantée, caractérisé par un régime dynamique de spins de couplage fort). On a :

$$g_i = \frac{g_s + \frac{\chi_d^o}{\chi_s^o} g_d}{(1 + \frac{\chi_d^o}{\chi_s^o})} \qquad (V.38)$$

. Dans ce qui suit l'indice p caractérise la partie métal pur de l'échantillon implanté , les indices s et d sont relatifs, respectivement, aux électrons de conduction et aux moments localisés de la couche implantée ("métal" i). Compte tenu des expressions de g_{eff} (V.37) et de g_i (V.38) on déduit la relation suivante, qui va nous servir de base pour la discussion et l'analyse du facteur g observé :

$$(1 + r)g_{eff} = (g_p + \alpha \frac{d_i}{d_p} g_s) + \alpha \frac{d_i \chi_d^o}{d_p \chi_s^o} g_d \qquad (V.39)$$

Cette relation possède la même structure que celle donnant ΔH_{eff} et on procède pour le facteur g à une analyse similaire. De (V.39) on déduit que g_{eff} se réduit,

lorsqu'on fait $\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o} = 0$, à : $g = \frac{g_p + \alpha \frac{d_i}{d_p} g_s}{(1 + \alpha \frac{d_i}{d_p})}$ (V.40)

Si on développe g_{eff} (V.39) en fonction de $\frac{A}{T}$ (V.20), on obtient au 1er ordre en $\frac{A}{T}$:

$$g_{eff} = g + \frac{A}{T} \frac{(g_d - g)}{(1 + \alpha \frac{d_i}{d_p})} \qquad (V.41)$$ où g est donné par (V.40)

. A une température quelconque, g_{eff} est décrit, identiquement à partir de (V.39) par :

$$\frac{(g_{eff} - g)}{(g_d - g_{eff})} = \frac{\alpha \frac{d_i \chi_d^o}{d_p \chi_s^o}}{(1 + \alpha \frac{d_i}{d_p})} \simeq \frac{A}{T} \qquad (V.42)$$

. Résultats expérimentaux et analyse

Pour le cuivre pur (nous avons effectué des mesures sur quelques échantillons témoins pour T < 30 K) on trouve que le facteur g est constant en tempéra-

ture et égal à : $g_{Cu} = 2.033 \pm 0.001$, valeur conforme aux résultats de la littérature (11,20,27).

. La figure V.6 montre la variation avec la température du facteur g observé (rond blanc) pour l'échantillon implanté CuVIB2An°4 (2 faces, 0.3 D_s ; d = 8.68 µ), représentatif des échantillons implantés de concentration locale faible (pour cet échantillon $\bar{c} \simeq 250$ ppm). Comme nous l'avons déjà précisé on a traduit, dans la présentation des résultats, la position en champ de la raie de résonance en terme de facteur g. Il est à noter que pour cet échantillon (le signal étant étroit) la détermination du facteur g est particulièrement précise : pour un point donné la barre d'erreur correspond typiquement à ± 0.0006 (pour une phase correcte, la symétrie du signal étant vérifiée au dépouillement). Nous allons ci-dessous, pour cet échantillon, illustrer de manière détaillée la méthode d'analyse du facteur g.

Comme le suggère l'expression développée de g_{eff} (V.41) en fonction de $\frac{A}{T}$ on procède tout d'abord à la détermination de g_∞ : on trace pour cet échantillon le facteur g expérimental en fonction de $\frac{1}{T}$; on constate alors qu'on définit bien une droite dans la gamme de température [7 ; 30 K] qui s'extrapole en $\frac{1}{T} = 0$ à la valeur $g_\infty = 2.0328 \pm 0.0005$. Ce résultat est bien conforme à ce que l'on attend : g_∞ est en effet décrit par g (V.40) dans la mesure où le facteur g des électrons de conduction ne dépend pas de la température (ce qui est le cas du cuivre) et le résultat trouvé pour g_∞ indique que $g_s \simeq g_p$ (en fait le rapport des épaisseurs $\frac{d_i}{d_p}$ est tel qu'il faudrait que g_s soit notablement différent de g_p pour que cela induise pour g_∞ une différence mesurable par rapport à $g_p = 2.033$).

. En fonction de ce résultat, il s'agit alors d'extraire deux informations supplémentaires relatives, respectivement, au facteur g_d des impuretés implantées et à leur loi de susceptibilité : la même difficulté que dans l'analyse de la largeur de raie apparait pour tirer séparément ces deux informations à partir de la variation en température du g expérimental.

- le 1er choix consiste à prendre pour valeur de g_d des Mn implantés la valeur $g_d = 2.011 \pm 0.001$ déduite par Shanabarger (20) de l'analyse du facteur g observé dans des alliages dilués [20 ; 200 ppm] de CuMn, préparés classiquement. Tenant compte du résultat précédent : $g_\infty = g = g_p = 2.0328$ et substituant le facteur g expérimental à g_{eff} dans (V.42) on trace alors, en fonction de la température, la quantité : $\frac{(g_d - g_{exp})}{(g_{exp} - g_\infty)}$, sensée être proportionnelle à l'inverse de la susceptibilité des Mn implantés d'après (V.42) : les points expérimentaux s'alignent approximativement sur une droite (voir figure 22 de notre thèse de 3^e cycle (19)) et la valeur correspondante du paramètre A tirée de la pente de cette droite, qu'on peut définir à partir de T ∿ 4 K, est égale à : A = 2.05 ± 0.15.

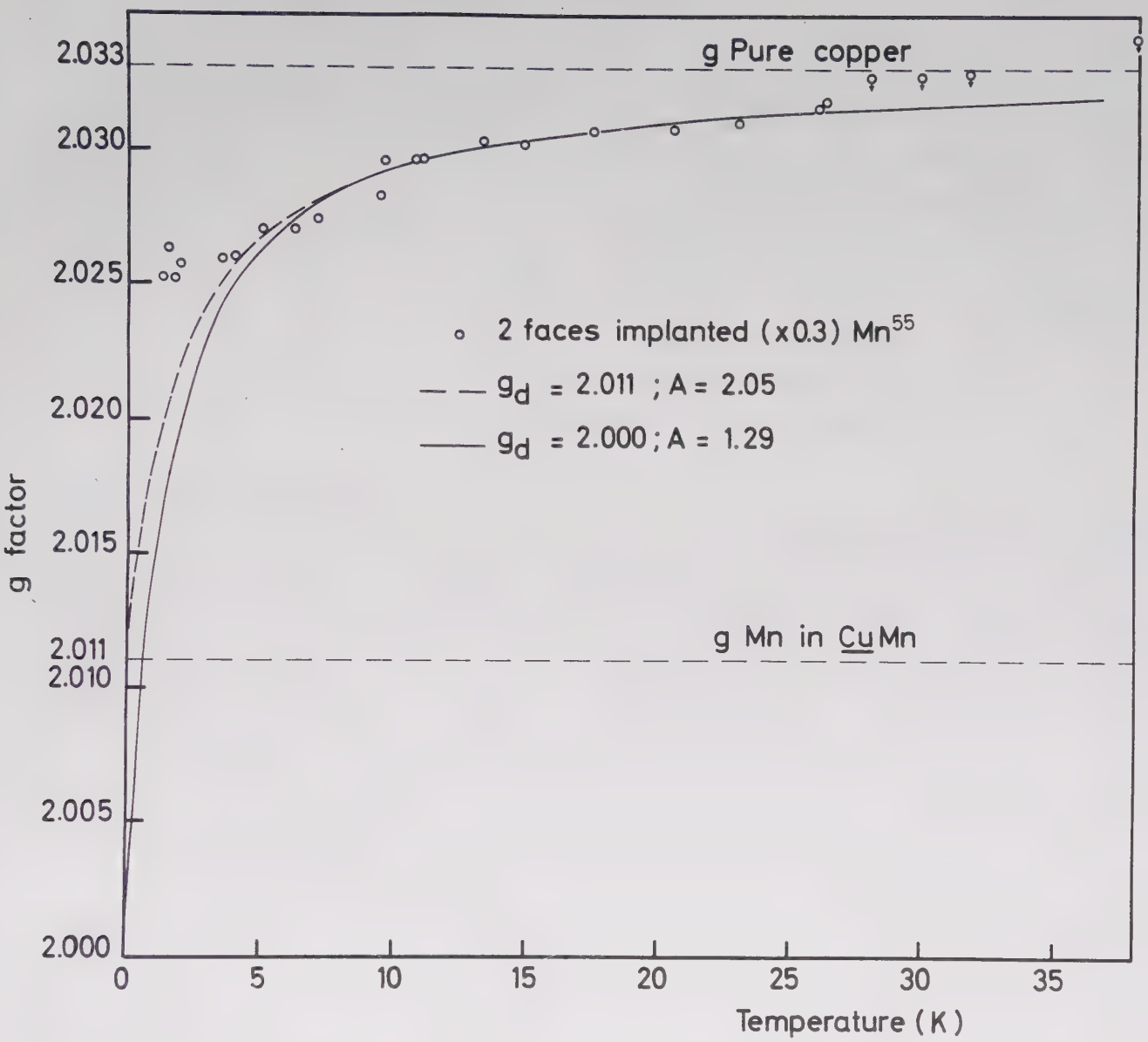


Figure V.6 : Variation en température du facteur g observé pour l'échantillon CuVIB2An°4 implanté en Mn sur les 2 faces, à la dose 0.3 D_s (correspondant à une concentration moyenne locale en Mn de l'ordre de 250 ppm). Pour cet échantillon implanté l'analyse du facteur g observé est décrite au paragraphe c) et la signification des courbes continue et pointillée y est donnée.
La valeur g_d = 2.011 pour le Mn dans le cuivre est celle déduite par Shanabarger (20) de l'analyse du facteur g observé dans des alliages dilués de CuMn, préparés classiquement.

. La fonction $g_{eff}(T)$ (V.42) calculée à partir des paramètres (g_d = 2.011 ; $g_\infty = g$ = 2.0328 ; A = 2.05) est portée en pointillés sur la figure V.6 (elle se confond avec la courbe continue à partir de T ∿ 8 K).

- le 2e choix, correspondant à une loi de Curie pour la susceptibilité des Mn implantés, consiste à prendre pour cet échantillon la valeur théorique de son paramètre A, soit A_{th} = 1.29 (tableau V.1) et à calculer alors, suivant (V.42), le facteur g_d des Mn implantés en fonction de la température à partir de la donnée du g_{exp} et de g déterminé précédemment : on constate qu'à partir de T ∿ 5 à 6 K on définit bien une valeur de g_d quasiment constante en fonction de la température, dont la valeur moyenne dans la gamme [6 ; 25 K] est égale à g_d = 2000 ± 0.002. La fonction $g_{eff}(T)$ (V.42) calculée à partir des paramètres (g_d = 2.000, g = 2.0328 ; $A = A_{th}$ = 1.29) correspond à la courbe continue de la figure V.6.

Discussion et conclusions :

L'échantillon CuVIB2An°4 est précisément l'un des échantillons considérés dans la comparaison des largeurs de raie d'échantillons implantés sur 1 face et 2 faces (voir paragraphe β) ci-dessus) : pour ces échantillons on avait obtenu le résultat que la susceptibilité des Mn implantés suit une loi de Curie et que la valeur de leur paramètre A est égale à la valeur "théorique" A_{th}. Par suite le 1er choix considéré dans l'analyse précédente du facteur g est à rejeter : il s'ensuit alors, conformément aux résultats obtenus selon la 2e procédure, que le facteur g_d des Mn implantés vaut g_d = 2.000 ± 0.002, c'est-à-dire une valeur légèrement inférieure (l'écart est significatif, au delà des barres d'erreur) à celle trouvée (2.011 ± 0.001) pour des impuretés de Mn d'alliages dilués de CuMn préparés classiquement (20). On obtient un résultat similaire lorsque l'on calcule en fonction de T, à partir du g observé, pour différents échantillons implantés dont la concentration moyenne locale est plus "forte" ($\bar{c}$ > 1000 ppm), le facteur g_i de la couche implantée supposant le paramètre A égal à sa valeur théorique : pour chacun de ces échantillons, dans le régime paramagnétique, le facteur g_i (qui reste complètement dominé par le facteur g_d des Mn implantés) est pratiquement constant en température ; on trouve que la valeur moyenne en température (définie à ± 0.003 près) de g_i est comprise, pour l'ensemble des échantillons considérés, entre 2.000 et 2.005.

. Un exemple d'un tel calcul de g_i est donné sur la figure V.10 (voir partie 2).

. On peut suggérer que la valeur de g_d ainsi trouvée pour les impuretés de Mn implantées est à associer à la nature de leur environnement local, perturbé par la présence des défauts créés par l'implantation ; d'autre part, s'il existe une distribution des valeurs de g_d des Mn implantés (information que l'on pourrait obtenir à partir d'une étude en fréquence), la valeur de g_d précédemment déduite correspond au pic de cette distribution.

. Enfin, le comportement très basse température (pour T < 6 K : écart du g observé (figure V.6) par rapport à la courbe continue et croissance du g_d calculé lorsque T diminue) appelle le même type de remarque que celle que nous avons faite précédemment (paragraphe γ) dans l'analyse de la largeur de raie et l'extraction de l'information relative au $\Delta H_{d\ell}$.

d) Intensité : résultats et analyse

d.1. Métal pur et échantillons implantés : signal détecté et intensité

. Au paragraphe a) nous avons décrit les expressions de l'impédance Z^{out} (le champ transmis h_t s'en déduit suivant (V.2)), respectivement, pour les échantillons témoins de métal pur et les échantillons implantés en Mn (sur 1 face ou sur les 2 faces) : pour chacun de ces types d'échantillon, on explicite ci-dessous le signal transmis tel qu'il est détecté et l'intensité correspondante.

- métal pur :

. Compte tenu de (V.2), (V.3), (V.4) le champ transmis est donné par :

$$h_t = \frac{Z^{out}}{Z}\, h(0) = \frac{\pi h(0)}{\lambda}\,\frac{\delta_p^2}{\ell}\,\frac{i\chi_p \omega T_p}{[1 + iT_p(\omega-\omega_p)]} \qquad (V.43)$$

où λ est la longueur d'onde du champ électromagnétique dans le vide et où on a tenu compte de l'expression de l'épaisseur de peau classique : $\delta_p^2 = \frac{2}{\mu_o \omega \sigma_p}$ (V.44)

. Le signal détecté (chap.IV) correspond à la projection vectorielle du champ transmis sur un fort champ de référence ; pour cette raie Lorentzienne on choisit la phase de la référence de façon à observer un signal purement symétrique en champ (autour du champ de résonance) ; le signal transmis détecté est alors décrit par :

$$V = \frac{\pi h(0)}{\lambda}\,\frac{|i\delta_p^2 \chi_p \omega|}{\frac{\ell}{T_p}[1 + T_p^2(\omega-\omega_p)^2]} \qquad (V.45)$$

Son intensité, définie par $S = \frac{1}{T_p} \times V_{max}$ (V.46), est donnée par :

$$S = \frac{\pi h(0)}{\lambda}\,\frac{\delta_p^2 \omega \chi_p}{\ell} \qquad (V.47)$$

c'est-à-dire est proportionnelle au carré de l'épaisseur de peau et inversement proportionnelle à l'épaisseur de l'échantillon (ce qui résulte du fait que le métal est mince pour le mode spin).

- échantillon implanté sur 1 face :

Pour un échantillon implanté sur 1 face, l'impédance Z^{out} est de la forme : $Z^{out} = \frac{i\omega E(0)E(\ell)}{[R]}$ (V.5) et le champ transmis (V.2) s'écrit : $h_t = \frac{2\pi}{\lambda\mu_o\omega} Z^{out} h(0)$ (V.48). Considérant la couche implantée sur la face (0), le facteur $E(\ell)$ est donné par : $E(\ell) = -\frac{\chi_p}{\sigma_p^{1/2}}$ (III.76)

et
$$E(0) = \frac{\left\{\left(-\frac{\chi_s^o}{\sigma_i^{1/2}}\right)(K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d}) d_i k_1 \left[1 + \frac{\sigma_i}{\sigma_p}\frac{d_i \bar{k}_1}{2}\right] + \left(-\frac{\chi_p}{\sigma_p^{1/2}}\right)\left[1 + \frac{d_i \chi_s^o D_s Q_2^o}{\chi_p D_p \bar{k}_1}\right]\right\}}{\left[1 + \frac{\sigma_i}{\sigma_p} d_i \bar{k}_1\right]} \qquad \text{(III.77)}$$

où les indices i et p sont relatifs, respectivement, à la couche implantée et à la partie métal pur de l'échantillon, k_1 et $\bar{k}_1$ désignant les vecteurs d'onde du mode courant, respectivement, dans le "métal" i et le métal p.

Pour un échantillon de cuivre implanté en Mn, compte tenu de l'approximation faite dans (III.78), cette expression se réduisant à la susceptibilité que nous avons appelée χ_i (V.8) (voir discussion de Z^{out} au paragraphe a)), E(0) se réécrit comme :

$$E(0) = \frac{\left\{\left(-\frac{\chi_i}{\sigma_i^{1/2}}\right) d_i k_1 \left[1 + \frac{\sigma_i}{\sigma_p}\frac{d_i \bar{k}_1}{2}\right] + \left(-\frac{\chi_p}{\sigma 1/2}\right)\right\}}{\left[1 + \frac{\sigma_i}{\sigma_p} d_i \bar{k}_1\right]} \qquad \text{(V.49)}$$

où pour le terme proportionnel à χ_p on a négligé la 2^e contribution par rapport à 1 (ce qui est amplement justifié car le métal p est épais pour le mode courant).

. Comme Z^{out} est directement proportionnel à la susceptibilité, on exprime k_1 et $\bar{k}_1$ à l'ordre le plus bas en susceptibilité ; ces vecteurs d'onde sont alors donnés par leur valeur classique (indépendante du spin) suivante, en terme de l'épaisseur de peau classique :

$$k_1 = \frac{(2i)^{1/2}}{\delta_i} = (i\omega\mu_o\sigma_i)^{1/2} \quad \text{(V.50)} \quad \text{et} \quad \bar{k}_1 = \frac{(2i)^{1/2}}{\delta_p} = (i\omega\mu_o\sigma_p)^{1/2} \quad \text{(V.51)}$$

Compte tenu de ces expressions (V.50) et (V.51), de Z^{out} (V.5), on a pour le champ transmis (V.48) :

$$h_t = \frac{\pi}{\lambda}\frac{i\omega}{[R]} \chi_p \delta_p \frac{[(1+i) d_i \chi_i (1 + \frac{\varepsilon_{ip}}{2}) + \chi_p \delta_p]}{(1 + \varepsilon_{ip})} h(0) \qquad \text{(V.52)}$$

où la quantité : $\varepsilon_{ip} = (1+i)\frac{\delta_p}{\delta_i}\frac{d_i}{\delta_i}$ (V.53) : son module est inférieur à 1 car la couche implantée a été supposée mince pour le mode courant ($d_i < \delta_i$) et que d'autre part $\delta_p < \delta_i$.

. On note dans (V.52) que le dernier facteur, qui rend compte de l'excitation sur la face (0) implantée, comprend deux contributions décrites essentiellement ($|\varepsilon_{ip}|<1$) par : $(1+i)d_i\chi_i$ et $\chi_p\delta_p$. Ce résultat traduit les hypothèses faites relativement à la propagation du mode courant : la couche implantée étant mince pour le mode courant, le champ excitateur hyperfréquence la traverse (sans être pratiquement atténué ni déphasé) et excite la partie métal pur située plus en profondeur (d'où la 2^e contribution) ; d'autre part, le métal i étant mince et le métal p épais pour le mode courant, la phase moyenne du champ hyperfréquence est différente dans ces deux milieux : il en résulte une différence de phase de 45 degrés pour ces deux contributions.

. Compte tenu de l'expression du dénominateur [R] (V.10), qui correspond à un terme résonnant Lorentzien, le signal détecté (pour un choix de la phase de la référence qui donne un signal symétrique en champ) est alors décrit par :

$$V = \frac{\pi}{\lambda}\frac{\omega\chi_p\delta_p}{(d_i\chi_i+d_p\chi_p)\frac{1}{T_{eff}}[1+T_{eff}^2(\omega-\omega_{eff})^2]}\left|\frac{(1+i)d_i\chi_i(1+\frac{\varepsilon_{ip}}{2})+\chi_p\delta_p}{(1+\varepsilon_{ip})}\right|h(0) \qquad (V.54)$$

. Dans le dernier facteur, qui rend compte de l'excitation sur la face implantée, la contribution dominante à basse température ($\chi_i/\chi_p >> 1$) est donnée par $(1+i)\chi_i d_i$; on pose alors :

$$F_{ip} = \frac{\left[1+\frac{\varepsilon_{ip}}{2}+\frac{\chi_p\delta_p}{d_i\chi_i(1+i)}\right]}{(1+\varepsilon_{ip})} \qquad (V.55)$$

Par suite, à basse température, cette quantité est peu dépendante de la température, son module est voisin de 1 et sa phase voisine de 0. Exprimons l'intensité du signal de résonance décrit par V (V.54) :

$$S = \frac{\pi}{\lambda}\frac{\omega\chi_p\delta_p d_i\chi_i\sqrt{2}}{(d_i\chi_i+d_p\chi_p)}|F_{ip}|\,h(0) \qquad (V.56)$$

- échantillon implanté sur les 2 faces :

Pour un échantillon implanté sur les 2 faces (même implantation par face), dans Z^{out} (V.5), les facteurs d'excitation et de réémission hyperfréquence sont identiques : $E(0) = E(\ell)$; par suite, pour une implantation de Mn dans le cuivre, dans le même cadre d'approximation que précédemment, on aura pour le champ transmis (V.48) l'expression suivante :

$$h_t = \frac{\pi}{\lambda}\frac{i\omega}{[R]}\left[\frac{(1+i)d_i\chi_i(1+\frac{\varepsilon_{ip}}{2})+\chi_p\delta_p}{(1+\varepsilon_{ip})}\right]^2 h(0) \quad (V.57) \text{ avec } \varepsilon_{ip} \text{ donné par (V.53)}$$

. Compte tenu de l'expression du dénominateur [R] (V.14) qui correspond à un terme résonnant Lorentzien (pour les concentrations moyennes locales "faibles" considérées dans cette partie 1), le signal détecté (symétrique) est alors décrit par :

$$V = \frac{\pi}{\lambda} \frac{2\omega(d_i\chi_i)^2 \, |F_{ip}|^2}{(2d_i\chi_i + d_p\chi_p)\frac{1}{T_{eff}}[1 + T_{eff}^2(\omega-\omega_{eff})^2]} h(0) \quad (V.58)$$

où F_{ip} est donné par (V.55).

L'intensité du signal de résonance correspondant à cette Lorentzienne est donnée par :

$$S = \frac{\pi}{\lambda} \frac{2\omega(d_i\chi_i)^2}{(2d_i\chi_i + d_p\chi_p)} |F_{ip}|^2 \, h(0) \quad (V.59)$$

d.2. Métal pur et échantillons implantés : comparaison des intensités ; commentaires généraux

- Formons le rapport de l'intensité d'un échantillon implanté sur 1 face (notée S_1) à l'intensité du métal pur témoin de même épaisseur ℓ (qu'on note S_{ref}) ; en vertu de (V.56) et (V.47), ce rapport est décrit par :

$$\frac{S_1}{S_{ref}} = \frac{d_i\chi_i\sqrt{2}}{\delta_p\chi_p} \frac{|F_{ip}|}{(1 + r_1)} \quad (V.60)$$

où pour l'échantillon implanté $\ell \simeq d_p$ et où r_1 est la quantité définie par (V.18) (l'indice 1 correspond à $\alpha = 1$: 1 face implantée). Sur cette expression on note que le facteur d'augmentation de l'intensité (par rapport au métal pur témoin) est essentiellement (pour $r_1 < 1$) déterminé par la quantité $\frac{d_i\chi_i\sqrt{2}}{\delta_p\chi_p}$, elle-même dominée par le rapport χ_d^o/χ_s^o de la susceptibilité des moments localisés à celle des électrons de conduction : on voit ainsi que, dans la gamme de concentration locale en impuretés [80, 1000 ppm], on peut atteindre, à basse température, pour ce facteur d'augmentation des valeurs beaucoup plus grandes que l'unité et que d'autre part sa variation en température est essentiellement déterminée par la loi de susceptibilité des moments localisés.

. Compte tenu de $r_1 = d_i\chi_i/d_p\chi_p$ (V.18), on peut réécrire (V.60) sous la forme suivante :

implantation sur 1 face : $$\frac{S_1}{S_{ref}} = \frac{\ell\sqrt{2}}{\delta_p} \frac{r_1}{(1 + r_1)} |F_{ip}| \quad (V.61)$$

Sous cette forme il apparait clairement que si l'on parvient à réaliser $r_1 >> 1$, le facteur d'augmentation d'intensité sature à une valeur de l'ordre de : $\frac{\ell\sqrt{2}}{\delta_p}$;

remarquons que ce gain maximum compense le faible "coefficient de remplissage" $\frac{\delta_p}{\ell\sqrt{2}}$ d'un métal pur qui traduit le fait qu'une faible proportion des électrons de conduction sont excités dans l'épaisseur de peau ($\frac{\delta_p}{\sqrt{2}}$ est selon (V.51) la profondeur de pénétration caractéristique du champ hyperfréquence excitateur).

- En vertu de (V.59) et (V.47), le rapport de l'intensité d'un échantillon implanté sur les 2 faces (notée S_2) à l'intensité du métal pur témoin de même épaisseur (notée S_{ref}) est décrit par :

$$\frac{S_2}{S_{ref}} = \left(\frac{d_i \chi_i \sqrt{2}}{\delta_p \chi_p}\right)^2 \frac{|F_{ip}|^2}{(1 + r_2)} \qquad (V.62)$$

où, comme précédemment, on assimile $\ell \simeq d_p$ et r_2 est donné par (V.18) (l'indice 2 correspond à $\alpha = 2$: 2 faces implantées). Le facteur d'augmentation de l'intensité pour un échantillon implanté sur les 2 faces est ainsi essentiellement (pour $r_2 < 1$) déterminé par $\left(\frac{d_i \chi_i \sqrt{2}}{\delta_p \chi_p}\right)^2$, c'est-à-dire correspond au carré du facteur d'augmentation d'un échantillon implanté sur 1 face (même implantation par face). Compte tenu de $r_2 = 2\frac{d_i \chi_i}{d_p \chi_p}$ (V.18), on peut réécrire (V.62) sous la forme équivalente :

implantation sur les 2 faces : $$\frac{S_2}{S_{ref}} = \left[\frac{\ell\sqrt{2}}{\delta_p}\right]^2 |F_{ip}|^2 \frac{(r_2/2)^2}{(1 + r_2)} \qquad (V.63)$$

d.3. Intensité : résultats et analyse

Cuivre pur témoin

On trouve expérimentalement, pour le cuivre pur, que l'intensité du signal de résonance est constante en température (résultat obtenu pour $T \lesssim 30$ K, gamme de température où la raie est Lorentzienne). Dans le tableau 3 de notre Thèse de 3e cycle (19) (résultats que l'on ne va pas reproduire ici) on a indiqué la valeur de cette intensité (normalisée pour une épaisseur de référence prise égale à 40 µ) pour une série d'échantillons de cuivre pur témoins. On constate que l'intensité croît lorsqu'on passe des sources monocristallines (CuL.H et CuIIIB) aux sources polycristallines (CuVIB2A et CuVIB1A), c.a.d. lorsque le rapport de résistivité de l'échantillon diminue : on peut comprendre qualitativement ce résultat dans la mesure où, la résistivité résiduelle étant plus grande dans les lames polycristallines, l'effet de peau et par suite l'intensité (V.47) est augmentée. D'autre part on peut remarquer que les échantillons implantés en cuivre (sur 1 face ou 2 faces) voient également leur intensité augmentée par rapport à celle de leur échantillon témoin de cuivre pur : on peut voir là l'influence des défauts créés par l'implantation sur la résistivité en surface et par suite sur la pénétration du champ hyperfréquence dans le métal.

. Il est à noter, pour ces comparaisons de valeur absolue d'intensité, que l'on a une bonne reproductibilité de la mesure de l'intensité (pour un échantillon donné, des mesures effectuées à des jours différents sont concordantes à typiquement $\lesssim$ 15 % près ; ceci donne également l'ordre de grandeur de la précision que l'on peut attendre de la comparaison d'intensités d'échantillons différents.

Échantillons de cuivre implantés en Mn

En fonction de la description théorique donnée précédemment (paragraphe d.2 ci-dessus), on peut prévoir la variation en température de l'intensité des échantillons implantés, respectivement, sur 1 face ou sur les 2 faces :

- échantillon implanté sur 1 face : à partir de (V.61) on déduit, identiquement, pour l'inverse de l'intensité S_1 :

$$\frac{S_{ref}}{S_1} = \left[\frac{\delta_p}{\ell\sqrt{2}\ |F_{ip}|}\right](1 + \frac{1}{r_1}) \qquad (V.64)$$

Supposant une loi de Curie pour la susceptibilité des moments localisés, la variation en température de r_1 (V.19) est décrite essentiellement par : $r_1 \simeq \frac{A}{T}$ (on néglige $\frac{d_i}{d_p}$ devant $\frac{A}{T}$) où le paramètre A est celui défini par (V.21). Par suite on obtient :

$$\frac{S_{ref}}{S_1} = \left[\frac{\delta_p}{\ell\sqrt{2}\ |F_{ip}|}\right] (1 + \frac{T}{A}) \qquad (V.65)$$

- échantillon implanté sur les 2 faces : au vu de l'expression (V.63) on s'intéresse à la racine carrée de l'inverse de l'intensité S_2 :

$$\left(\frac{S_{ref}}{S_2}\right)^{1/2} \simeq \left[\frac{\delta_p}{\ell\sqrt{2}\ |F_{ip}|}\right] (1 + \frac{2}{r_2}) \qquad (V.66)$$

où on a tenu compte de ce que, à partir d'une certaine température ($r_2 < 1$), on aura : $(1 + r_2)^{1/2} \simeq 1 + \frac{r_2}{2}$.

Par suite, dans le même cadre d'approximation que précédemment, on obtient pour la variation en température :

$$\left(\frac{S_{ref}}{S_2}\right)^{1/2} \simeq \left[\frac{\delta_p}{\ell\sqrt{2}\ F_{ip}}\right] (1 + \frac{T}{(A/2)}) \qquad (V.67)$$

où le paramètre A est défini par (V.21) pour cet échantillon implanté sur les 2 faces ($\alpha = 2$).

Résultats expérimentaux et discussion

- Sur la figure (V.7) (unique figure présentée ici) on illustre la variation observée en température de l'intensité pour un couple d'échantillons implantés, respectivement, sur 1 face et sur les 2 faces, correspondant à une énergie d'implantation de 220 keV :

- en a) on a porté, en fonction de T, $(\frac{S_{ref}}{S_1})$ pour l'échantillon CuIIIBn°3 implanté sur 1 face (dose = $D_s = 5.25 \times 10^{14}$ Mn/cm^2) (l'intensité est normalisée : rapportée à l'intensité du métal pur témoin de même épaisseur S_{ref})
- en b) on a porté, en fonction de T, $(\frac{S_{ref}}{S_2})^{1/2}$ pour l'échantillon CuIIIBn°2 implanté sur les 2 faces (dose D_s par face).

On constate, pour chacun de ces échantillons, que l'on peut définir une droite (figurée en pointillés) à partir des points expérimentaux, dans la gamme de températures [5 ; 30 K] : cette variation linéaire en température correspond à ce que l'on attend, dans notre description théorique, à partir des expressions (V.65) et (V.67) respectivement. Comme indiqué précédemment cette variation en température reflète essentiellement la loi de susceptibilité des moments localisés de la couche implantée (pour ces échantillons, de concentration moyenne locale $\bar{c} \sim 850$ ppm, le facteur $|F_{ip}|$ (V.55) est très peu dépendant de la température).

On peut pousser plus loin l'analyse et essayer de voir si l'on rend compte de la dépendance de l'intensité en fonction de la dose d'implantation telle qu'elle apparait dans (V.65) et (V.67) :

- pour un échantillon implanté sur 1 face, l'inverse de la pente en température de $(\frac{S_{ref}}{S_1})$ est décrit théoriquement par :

$$y_1 = \left[\frac{\ell\sqrt{2}\ |F_{ip}|}{\delta_p}\right] A \qquad (V.68)$$

- pour un échantillon implanté sur les 2 faces, l'inverse de la pente en température de $(\frac{S_{ref}}{S_2})^{1/2}$ est décrit théoriquement par :

$$y_2 = \left[\frac{\ell\sqrt{2}\ |F_{ip}|}{\delta_p}\right] \frac{A}{2} \qquad (V.69)$$

Compte tenu de l'expression de A (V.21) et de ce que l'épaisseur de l'échantillon $\ell \simeq d_p$ on voit donc que chacune de ces quantités y est simplement proportionnelle à la dose d'implantation.

. De la variation expérimentale en température de l'intensité d'échantillons implantés (sur 1 face ou 2 faces) on a extrait ce type d'information : les résultats sont portés dans le tableau V.2 ci-dessous où, pour chaque échantillon implanté considéré, on a indiqué le domaine de température dans lequel on observe une variation linéaire en température de $\frac{1}{S_1}$ ou $(\frac{1}{S_2})^{1/2}$.

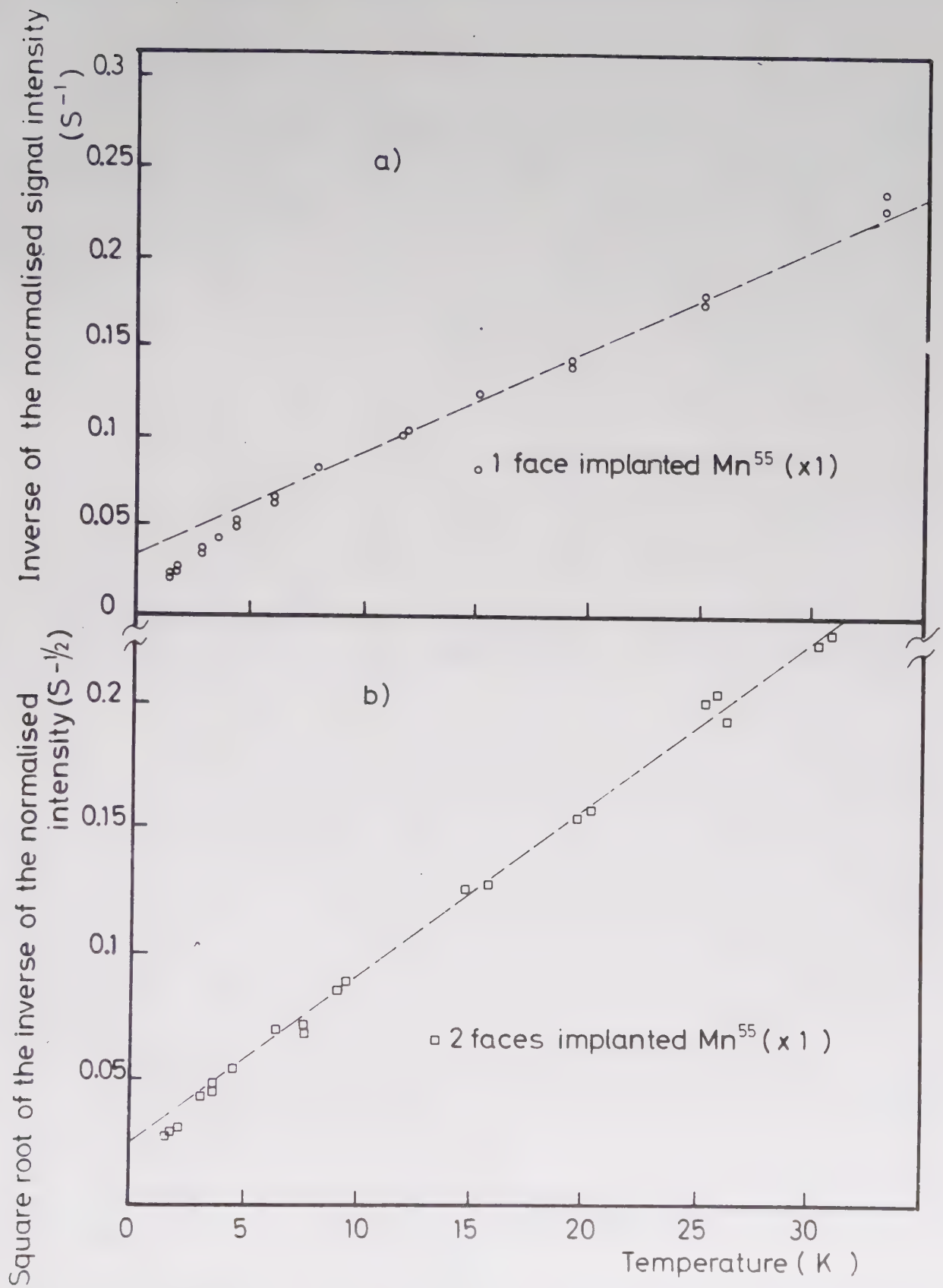


Figure V.7 : Variation en température de:
a) (S_{ref}/S) pour l'échantillon CuIIIBn°3 implanté sur 1 face (dose D_s)
b) $(S_{ref}/S)^{1/2}$ pour l'échantillon CuIIIBn°1 implanté sur les 2 faces (dose D_s par face).
L'intensité S du signal est rapportée à celle du métal pur témoin de même épaisseur (S_{ref}).

TABLEAU V.2 : Analyse de l'intensité d'échantillons implantés en Mn

Nom de l'échantillon	α	dose D_i par face (unité D_s)	intensité Cu pur témoin $(S_{ref}^{-1})^{1/\alpha}$	domaine de température	pente en K^{-1} $\frac{d}{dT}(S^{-1})^{1/\alpha}$	$\frac{y}{D_i}$
CuIIIBn°3	1	1	3.26×10^{-3}	[7 ; 33 K]	0.187×10^{-4}	174
CuIIIBn°1	2	1	5.48×10^{-2}	[5 ; 30 K]	0.373×10^{-3}	147
CuIIIBn°6	2	0.5	7.05×10^{-2}	[8 ; 18 K]	0.818×10^{-3}	172
CuL.H.n°3	2	3	5.28×10^{-2}	[6 ; 27 K]	1.25×10^{-4}	141
CuL.H.n°4	1	0.3	1.21×10^{-3}	[8 ; 32 K]	0.204×10^{-4}	198
CuVIB2An°4	2	0.3	2.6×10^{-2}	[4 ; 13 K]	0.465×10^{-3}	186
CuVIB2An°5 énergie : 45 keV	1	1	7.45×10^{-4}	[9 ; 23 K]	0.797×10^{-6}	935

- Dans ce tableau les 6 premiers échantillons (voir tableau V.1) correspondent à la même énergie d'implantation égale à 220 keV tandis que le dernier CuVIB2An°5 a été implanté à une énergie de 45 keV.
- α désigne le nombre de faces implantées et D_i la dose d'implantation exprimée en fonction de notre dose standard égale à $D_s = 5.25\times10^{14}$ ions/cm^2.
- S_{ref} désigne l'intensité du cuivre pur témoin de même épaisseur que l'échantillon considéré.
- dans la colonne 4 on a indiqué le domaine de température dans lequel on observe une variation linéaire en température de $1/S_1$ ou $(1/S_2)^{1/2}$, la pente par degré K étant donnée dans la colonne 5.
- dans la dernière colonne on a porté la quantité y normalisée par rapport à la dose d'implantation ; cette quantité y (déduite de l'inverse de la pente en température) représente : $y = \left[\frac{d(S_{ref}/S)^{1/\alpha}}{dT}\right]^{-1}$ pour les échantillons implantés, soit sur 1 face, soit sur les 2 faces.

- On constate (tableau V.2) pour une série d'échantillons implantés, correspondant à une même énergie d'implantation (égale à 220 keV), dont la dose est comprise entre 0.3 D_s et 3 D_s, que la quantité y (inverse de la pente en température) est grosso modo proportionnelle à la dose d'implantation, c.a.d. un résultat conforme à la prévision théorique donnée par (V.68) et (V.69) (la quantité y normalisée par rapport à la dose (y/D_i) est pratiquement la même, à 20 % près, pour cette série d'échantillons implantés).

- On observe par ailleurs que pour l'échantillon CuVIB2An°5 (dose = D_s), implanté à 45 keV, la quantité y précédente est $\sim$ 5 fois plus grande que celle déduite pour l'échantillon CuIIIBn°3 (dose D_s), implanté à 220 keV. Cette atténuation du facteur d'augmentation de l'intensité de l'échantillon implanté à 220 keV peut être interprété qualitativement par le fait que le champ excitateur hyperfréquence voit d'abord son amplitude décroître, dans une zone de faible concentration en Mn à partir de la surface, avant d'atteindre le pic de la distribution des ions implantés qui, pour l'énergie 220 keV, se situe à $R_p \sim 550$ Å (pour l'énergie 45 keV le pic de la distribution est au contraire très proche de la surface : $R_p \sim 125$ Å).

  . Le résultat ci-dessus indique qu'un modèle à 2 métaux qui traite la couche implantée comme un alliage homogène à partir de la surface (notre approximation de départ) ne peut rendre compte de façon satisfaisante de la valeur absolue du facteur d'augmentation de l'intensité : pour ce faire il conviendrait de prendre en considération, de façon appropriée, la distribution réelle en profondeur des ions implantés (profil de distribution), qui dépend de l'énergie d'implantation.

- Enfin pour les échantillons implantés de concentration moyenne locale très faible ($\bar{c}$ < 300 ppm) on observe expérimentalement que $1/S_1$ ou $(1/S_2)^{1/2}$ est linéaire en température pour une gamme de températures plus réduite (basse température) et s'incurve à plus haute température (tendant vers une valeur constante). Pour ces concentrations locales, la couche implantée n'est pas en fait mince pour le mode courant et il conviendrait de décrire la propagation du mode courant à partir de l'expression (III.39) de E(0), c.a.d. une expression plus générale que celle utilisée ci-dessus (paragraphe d.1). On peut comprendre d'autre part le comportement haute température de l'intensité de ces échantillons implantés : pour ces très faibles concentrations locales en impuretés, la contribution à l'excitation proportionnelle à la susceptibilité des électrons de conduction ne devient plus négligeable par rapport à celle proportionnelle à la susceptibilité des moments localisés.

2. Echantillons implantés de concentration locale en Mn "forte" ($\bar{c}$ > 1000 ppm)

Comme indiqué en introduction de la partie C, nous avons été amenés (essentiellement pour l'analyse de la variation en température des paramètres de la ré-

sonance) à classer les échantillons implantés en Mn que nous avons étudiés en deux groupes selon la grandeur, pour chaque échantillon, de la concentration moyenne locale des impuretés de Mn dans la couche implantée. On s'intéresse maintenant au groupe d'échantillons implantés caractérisés par une concentration locale en Mn "forte" : c'est-à-dire ceux pour lesquels $\bar{c}$ se trouve dans la gamme [1000 ppm ; 1%] ($\bar{c}$ désigne la concentration "moyenne" locale en impuretés que nous avons définie en (IV.5) à partir du profil de distribution théorique des ions implantés et que nous avons porté dans la dernière colonne du tableau V.1).

. Dans une telle gamme de concentration, un alliage de CuMn ne se trouve plus, à basse température, dans un état paramagnétique : en dessous d'une température caractéristique T_g (dite de gel, dépendant de la concentration) le système est caractérisé par un nouvel état magnétique appelé "verre de spin" (c'est l'interaction d'échange indirecte de R.K.K.Y. (28,29,30) entre les impuretés magnétiques, interaction spatialement oscillante dans la matrice métallique, qui est responsable de cet état magnétique). Pour le CuMn, la température de gel T_g, définie expérimentalement par le maximum de la susceptibilité (31), est linéaire en concentration (pour $c \lesssim 2$ %) et est de l'ordre de 10 K/% (32). Pour un tel système, on observe d'autre part expérimentalement (24,25), sur le signal de résonance électronique, pour les paramètres de la résonance tels que largeur de raie et position de la raie en champ, des déviations par rapport au comportement paramagnétique à des températures typiquement de l'ordre de 2 à 3 T_g. Aussi allons nous ci-dessous chercher à voir si, sur les caractéristiques de la résonance observée dans les échantillons implantés de concentration locale en Mn "forte", se manifestent des effets liés à une modification, en température, de l'état magnétique de l'alliage de la couche implantée.

Modèle adopté dans l'état "verre de spin"

Pour rendre compte du comportement observé en résonance des alliages implantés lorsque l'alliage magnétique de la couche implantée est dans un état "verre de spin", nous allons procéder ci-dessous à une analyse purement phénoménologique (on ne va pas chercher ici à justifier théoriquement le modèle utilisé ; ce qui est évidemment en jeu est une description appropriée de la résonance dans l'état verre de spin, qui est l'objet par ailleurs d'études récentes (33,34,35,36, 37), tant expérimentales que théoriques).

. Revenons à la description théorique du signal transmis (partie 1, paragraphe a)) pour les échantillons de cuivre implantés en Mn :

- au dénominateur de Z^{out} (V.5) : pour la contribution dans [R] (III.79) se rapportant à la couche implantée, on suppose que la relation de dispersion du mode spin peut être décrite formellement de la même façon que dans le régime paramagnétique, c.a.d. que : $\chi_s^o D_s Q_2^o = \chi_i \Omega_i$ (V.70) où :

. Ω_i est un terme résonnant Lorentzien : $\Omega_i = \frac{1}{T_i} + i(\omega-\omega_i)$ (ω_i et $\frac{1}{T_i}$ désignant, respectivement, la fréquence de résonance et $\frac{1}{T_i}$ le taux de relaxation)

. χ_i est une susceptibilité se rapportant au système moments localisés-électrons de conduction

(on sait que dans le régime paramagnétique, d'après (V.8), cette susceptibilité représente la susceptibilité statique totale du système moments localisés-électrons de conduction de la couche implantée).

- au numérateur de Z^{out} : on suppose d'autre part que c'est cette même susceptibilité χ_i qui intervient dans le facteur d'excitation E(0) (V.49), pour la contribution relative à la couche implantée.

. On est ainsi ramené, pour les échantillons implantés, à la même description que précédemment (partie 1), en termes de 2 (ou 3) métaux ("métal" i pour l'alliage magnétique de la couche implantée, métam p pour la partie métal pur de l'échantillon).

a) Intensité

. Comme indiqué partie B, la forme de la raie de résonance observée pour des échantillons implantés sur 1 face est Lorentzienne ($T \lesssim 30$ K). Sur la figure (V.8) on illustre la variation observée en température de l'intensité pour deux échantillons implantés sur 1 face, de concentration locale en Mn "forte" : on y a porté, en fonction de T, (S_{ref}/S_1) : soit l'inverse de l'intensité normalisée (rapportée à l'intensité du métal pur témoin de même épaisseur S_{ref}), pour les 2 échantillons CuVIB1An°1 et CuVIB1An°2 correspondants, respectivement, à une dose d'implantation égale à 6 D_s et 12 D_s (notre dose standard $D_s = 5.25\times10^{14}$ ions/cm^2). Or, d'après (V.64), la variation en température de S_{ref}/S_1 est donnée par celle de $\frac{1}{r_1}$ (où $r_1 = d_i\chi_i/d_p\chi_p$ (V.18)) et, par suite, par celle de l'inverse de la susceptibilité χ_i : de la variation observée on déduit ainsi que χ_i est pratiquement constant à basse température ($T \lesssim 7$ K) pour le 1er échantillon ($\bar{c} \sim 5000$ ppm) et passe par un maximum ($T \sim 12$ K) pour le 2e échantillon ($\bar{c} \sim 1$ %). Il est à remarquer que la variation en température de χ_i, ainsi déduite, est très semblable à celle observée (24,38) pour la susceptibilité statique d'alliages de CuMn homogènes de concentration correspondante. On note pour l'échantillon CuVIB1An°2 que le maximum de susceptibilité χ_i est très arrondi en température ; poussant plus loin l'analogie précédente et interprétant le comportement observé comme étant dû à une modification de l'état magnétique de l'alliage de la couche implantée (apparition d'un état verre de spin) on peut comprendre qu'il en soit ainsi :

- d'une part, les moments localisés sont soumis à un champ statique appliqué, assez fort ($\sim$ 3 kGauss), ce qui a pour effet connu (39,40) d'arrondir notablement le "pic" de susceptibilité.

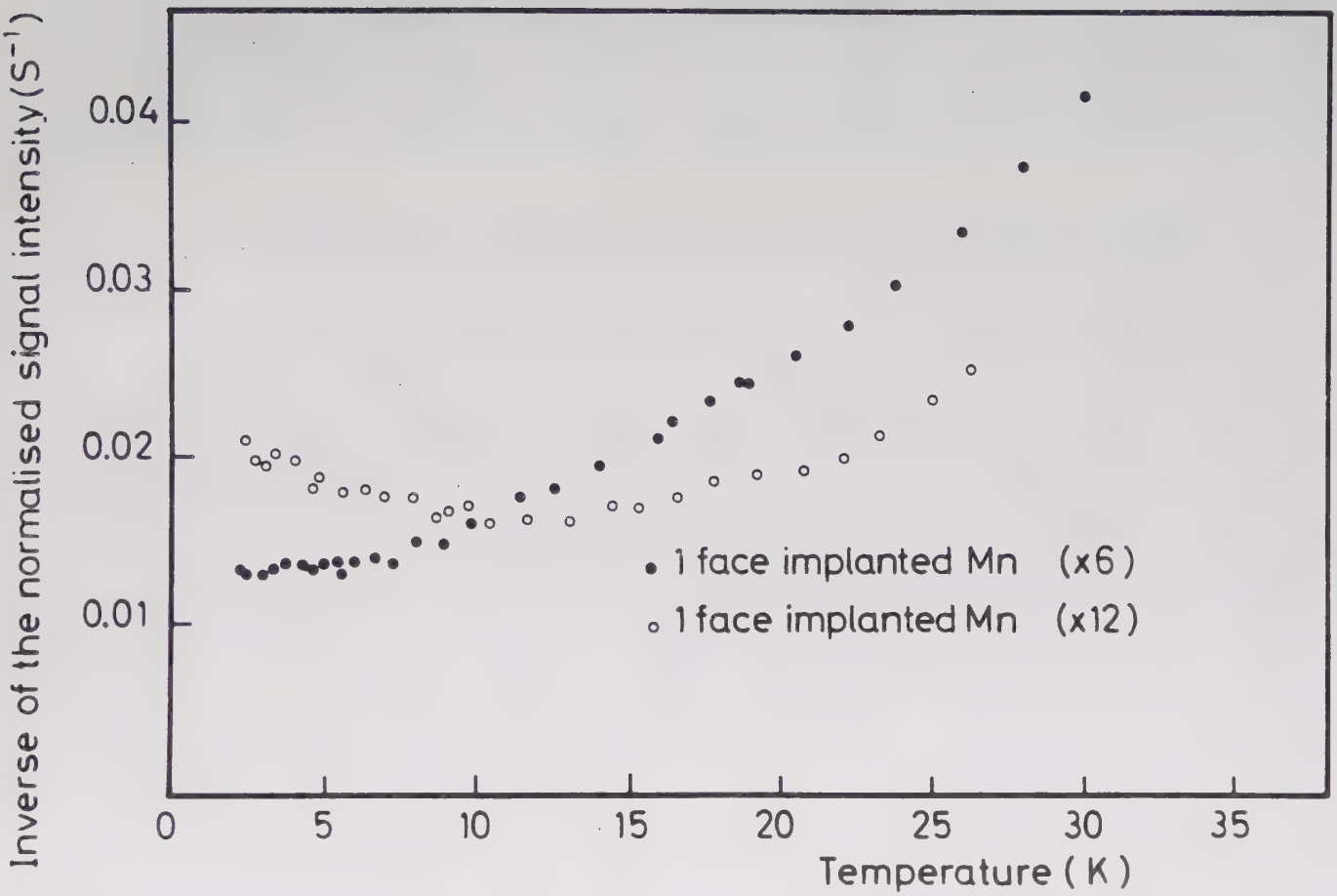


Figure V.8 : Variation en température de l'inverse de l'intensité (rapportée à l'intensité du métal pur témoin de même épaisseur S_{ref}) pour les 2 échantillons implantés sur 1 face suivants:

- CuVIB1An°1 implanté à la dose 6 D_s correspondant à une concentration moyenne locale de l'ordre de 5000 ppm.
- CuVIB1An°2 implanté à la dose 12 D_s correspondant à une concentration locale ∿1%.

- d'autre part, à la répartition non uniforme (profil d'implantation) des impuretés magnétiques dans la couche implantée peut correspondre une distribution de valeurs de température de gel T_g.

. Pour cet échantillon la valeur de T_g ($\sim$ 12 K), que l'on peut grossièrement définir à partir de la courbe d'intensité, correspond approximativement à la valeur que l'on attendrait (32) de la concentration "moyenne" locale $\bar{c} \simeq 1$ % (cette concentration $\bar{c}$, telle que nous l'avons définie en (IV.5), à partir du profil d'implantation, reflète la concentration locale "dominante" dans la couche implantée).

b) Comparaison d'échantillons implantés sur 1 face et 2 faces

Comme nous l'avons déjà indiqué (partie B), pour l'échantillon implanté sur les 2 faces CuVIB1An°3 (6 D_s par face, épaisseur ℓ = 57.2 µ) on observe expérimentalement que la forme de la raie cesse d'être Lorentzienne pour $T \lesssim 9$ K : il apparait autour du pic central (lobe A), en dessous de la ligne de base, deux lobes (d'amplitudes désignées, respectivement, par B et B') dont l'amplitude croît à mesure que la température diminue ; d'autre part cette raie possède une asymétrie intrinsèque (pas de choix de la phase de la référence qui conduise à un signal rigoureusement symétrique en champ), le degré d'asymétrie augmentant également lorsque T décroît. Un exemple d'un tel spectre expérimental est donné sur la figure D.1 (annexe D).

. Ayant adopté comme critère opérationnel de symétrie du signal l'égalité des lobes B et B', on constate par ailleurs que, dans la gamme de température [2 ; 9 K], la phase ainsi définie du signal transmis n'est pratiquement pas modifiée par rapport à celle du spectre Lorentzien observé à plus haute température (la variation maximale de la phase est de l'ordre de 6 degrés).

On peut essayer de rendre compte de cette observation expérimentale à l'aide de notre description théorique : pour un échantillon implanté sur les 2 faces, il convient de revenir à l'expression générale du dénominateur résonnant [R] donnée par (III.80) (voir partie 1, paragraphe a)).

. En plus d'un terme résonnant Lorentzien (compte tenu de l'hypothèse (V.70)) il apparait un terme supplémentaire non linéaire en Ω ; comme indiqué au chap.III, pour un tel échantillon trimétallique (A,B,C) (ici les métaux A et C sont identiques) ce terme supplémentaire rend compte du couplage entre les aimantations électroniques des métaux A et C, réalisé par la diffusion des électrons dans le métal B central (représenté ici par la partie métal pur de l'échantillon implanté). Pour l'échantillon CuVIB1An°3, relativement épais et de forte susceptibilité χ_i, le critère (V.13), qui rend négligeable ce terme supplémentaire par rapport aux précédents,

n'est plus satisfait à basse température : on peut interpréter la modification de la forme de raie qui en résulte (décrite par (V.71) ci-dessous) comme étant due au fait que l'aimantation des électrons de conduction ne diffuse pas suffisamment rapidement dans le métal pur central pour assurer un fort couplage entre les aimantations des 2 couches implantées.

L'expression complète du dénominateur [R] est alors décrite par :

$$[R] = (2d_i\chi_i + d_p\chi_p)\,[\Omega_{eff} + \beta\,\Omega_i^2] \qquad (V.71)$$

où

- $\Omega_{eff} = \frac{1}{T_{eff}} + i(\omega-\omega_{eff})$ est le terme résonnant Lorentzien de paramètres effectifs donnés par ω_{eff} (V.15) et $\frac{1}{T_{eff}}$ (V.16), il représente la moyenne pondérée des termes résonnants des trois métaux et correspondra à la Lorentzienne observée à plus haute température (décrite par (V.14))
- $\Omega_i = \frac{1}{T_i} + i(\omega-\omega_i)$ est le terme résonnant de la couche implantée (supposé Lorentzien : voir hypothèse (V.70))
- β est la quantité définie par :

$$\beta = \frac{1}{2}\left(\frac{d_p}{\delta_{eff_p}}\right)^2 \frac{r^2}{(1+r)}\,T_p \qquad (V.72)$$

où r est le rapport caractéristique (V.18) pour l'échantillon implanté sur les 2 faces ($\alpha = 2$).

. Lorsqu'on étudie formellement le spectre observable en champ à partir de l'expression littérale de [R] (V.71) et qu'on prend, à cet effet, pour phase de la référence celle qui donne pour la Lorentzienne un signal symétrique (la Lorentzienne qu'on observe à haute température, [R] se réduisant alors à (V.14)) on aboutit aux résultats simples suivants :

- la forme de raie présente effectivement des lobes (B et B') et la largeur de raie totale définie à : $\frac{(A+\bar{B})}{2}$ (où $\bar{B} = \frac{B+B'}{2}$) est très voisine de la quantité ΔH_{eff} ($= \frac{2}{\gamma T_{eff}}$).
- le facteur g_m (correspondant à la valeur du champ du maximum de la raie) est très voisin de g_{eff} (correspondant à la fréquence de résonance ω_{eff})
- la fonction représentant le spectre possède deux zéros : le milieu en champ de ces racines correspond exactement au facteur g_i (relatif à ω_i) et le sens de l'asymétrie du signal est déterminé par le signe de $(g_i - g_{eff})$.

Pour l'échantillon CuVIB1An°3 on a ainsi porté, en fonction de la température, les quantités suivantes, déduites du spectre observé :

- sur la figure (V.9) est indiquée (rond blanc) la largeur de raie totale à $\frac{(A+B)}{2}$
- sur la figure (V.10) sont portées les deux informations expérimentales suivantes :
  - . le facteur g_m (rond blanc) correspondant au maximum de la raie
  - . le facteur g_i (carré blanc) correspondant au champ H_i défini comme le milieu en champ des 2 zéros de la raie (points où elle coupe la ligne de base).

Peut-on prévoir théoriquement les valeurs observées de ces paramètres pour l'échantillon implanté sur les 2 faces ? : c'est ici qu'intervient la comparaison avec l'échantillon CuVIB1An°1, implanté sur 1 face (même implantation, même dose : 6 D_s). Les paramètres effectifs g_{eff} et ΔH_{eff} (correspondants au terme résonnant Lorentzien Ω_{eff}) sont décrits théoriquement pour les échantillons implantés (α = 1 ou 2) par :

$$g_{eff} = \frac{g_p + r g_i}{1 + r} \quad (V.37) \quad \text{et} \quad \Delta H_{eff} = \frac{\Delta H_p + r \Delta H_i}{1 + r} \qquad (V.17)$$

expressions dans lesquelles $r = \alpha \frac{d_i \chi_i}{d_p \chi_p}$ (V.18)

. Pour l'échantillon CuVIB1An°1 implanté sur 1 face (raie observée Lorentzienne) la largeur de raie expérimentale à mi-hauteur est portée (rond noir) sur la figure (V.9) et le facteur g observé (position de la raie traduite en facteur g) est indiqué sur la figure (V.10) (rond noir). Identifiant ces paramètres expérimentaux à leur représentation théorique (ΔH_{eff} (V.17) et g_{eff} (V.37) ci-dessus) on peut alors calculer, en fonction de la température, les paramètres ΔH_i et g_i caractéristiques de la couche implantée et de l'implantation considérée (6 D_s) : on connait en effet ΔH_p et g_p à partir de la mesure effectuée par ailleurs sur le métal pur témoin ; il reste alors à déterminer la variation en température de $r = d_i\chi_i/d_p\chi_p$ et, pour ce faire, on procède de la manière suivante : supposant, dans le régime paramagnétique, χ_i décrit par une loi de Curie le rapport r de cet échantillon est déterminé dans ce régime à partir de la valeur "théorique" de son paramètre A (V.21) (voir partie 1, paragraphe b.1) ; dans le régime verre de spin on tient compte de la variation en température observée pour χ_i (à partir de la courbe d'intensité : figure (V.8) et on effectue le raccord entre ces deux régimes à T $\sim$ 9 K pour cet échantillon.

. Le facteur g_i, ainsi calculé en fonction de la température et caractéristique de l'implantation considérée, est porté (carré noir) sur la figure (V.10).

. Muni des valeurs en température des paramètres caractéristiques de la couche

implantée (g_i, ΔH_i, χ_i) déterminés à partir de l'échantillon implanté sur 1 face ccomme expliqué ci-dessus, on peut alors calculer en fonction de la température les valeurs attendues pour g_{eff} (V.37) et ΔH_{eff} (V.17) de l'échantillon CuVIB1An°3 implanté sur les 2 faces (son épaisseur est connue ainsi que ΔH_p et g_p à partir du métal pur témoin) :

- le ΔH_{eff} ainsi calculé correspond à la courbe continue de la figure (V.9) ("expected curve")
- le g_{eff} ainsi calculé correspond à la courbe continue de la figure (V.10) ("expected curve")

Pour cet échantillon implanté sur les 2 faces, l'examen des figures (V.9) et (V.10) indique que l'on a un accord assez satisfaisant entre les valeurs attendues de ΔH_{eff}, g_{eff} et les valeurs des paramètres correspondants déduits du spectre expérimental (comme précisé plus haut). D'autre part on constate une bonne correspondance (si ce n'est un décalage d'environ 1 K entre les 2 courbes), pour la variation en température, entre le g_i calculé (carré noir) et sa détermination expérimentale (carré blanc) à partir du spectre observé de l'échantillon implanté sur les 2 faces. Etant donné la variation en température du g_i calculé, on s'attend théoriquement à ce que l'asymétrie du signal change de sens lorsque g_i devient inférieur à $g_p = 2.033$ (cuivre pur) : c'est ce qui est expérimentalement observé pour T = 8 K sur le spectre de l'échantillon implanté sur les 2 faces (pour les températures supérieures il est difficile de suivre l'asymétrie du signal car les lobes B disparaissent mais il est révélateur que l'asymétrie du signal change de sens en fonction de la température).

. Muni des valeurs calculées (comme indiqué plus haut) des différents paramètres entrant dans la description de (r, Ω_i, Ω_{eff}) et des caractéristiques du métal pur témoin, nous avons comparé pour l'échantillon implanté sur les 2 faces la forme de raie théorique se déduisant de (V.71) avec le spectre expérimental. Notons que dans une telle comparaison il n'y a pas de paramètre ajustable si ce n'est une certaine latitude de variation que l'on s'octroie sur la valeur de δ_{eff_p} entrant dans β (V.72). Pour l'ensemble des caractéristiques de la raie, une comparaison détaillée a été faite en particulier avec le spectre expérimental correspondant à T = 4.3 K : l'accord est assez satisfaisant, de l'ordre de 20 % pour la valeur de $\frac{A}{B}$ et du degré d'asymétrie (que l'on peut définir à partir des positions en champ des minimas ou des zéros du spectre). Cette bonne correspondance est trouvée pour une valeur de la longueur de diffusion de spin dans le métal pur δ_{eff_p} prise égale à 150 µ (ce choix entraine également que les lobes B disparaissent vers $T \gtrsim 10$ K) : cette valeur pour le δ_{eff} du métal pur à basse température est du bon ordre de grandeur, compte tenu de la largeur de raie du métal pur témoin ($\Delta H_p \simeq 37$ gauss) ; elle impliquerait un rapport de résistivité de l'ordre de 300 pour le métal pur,

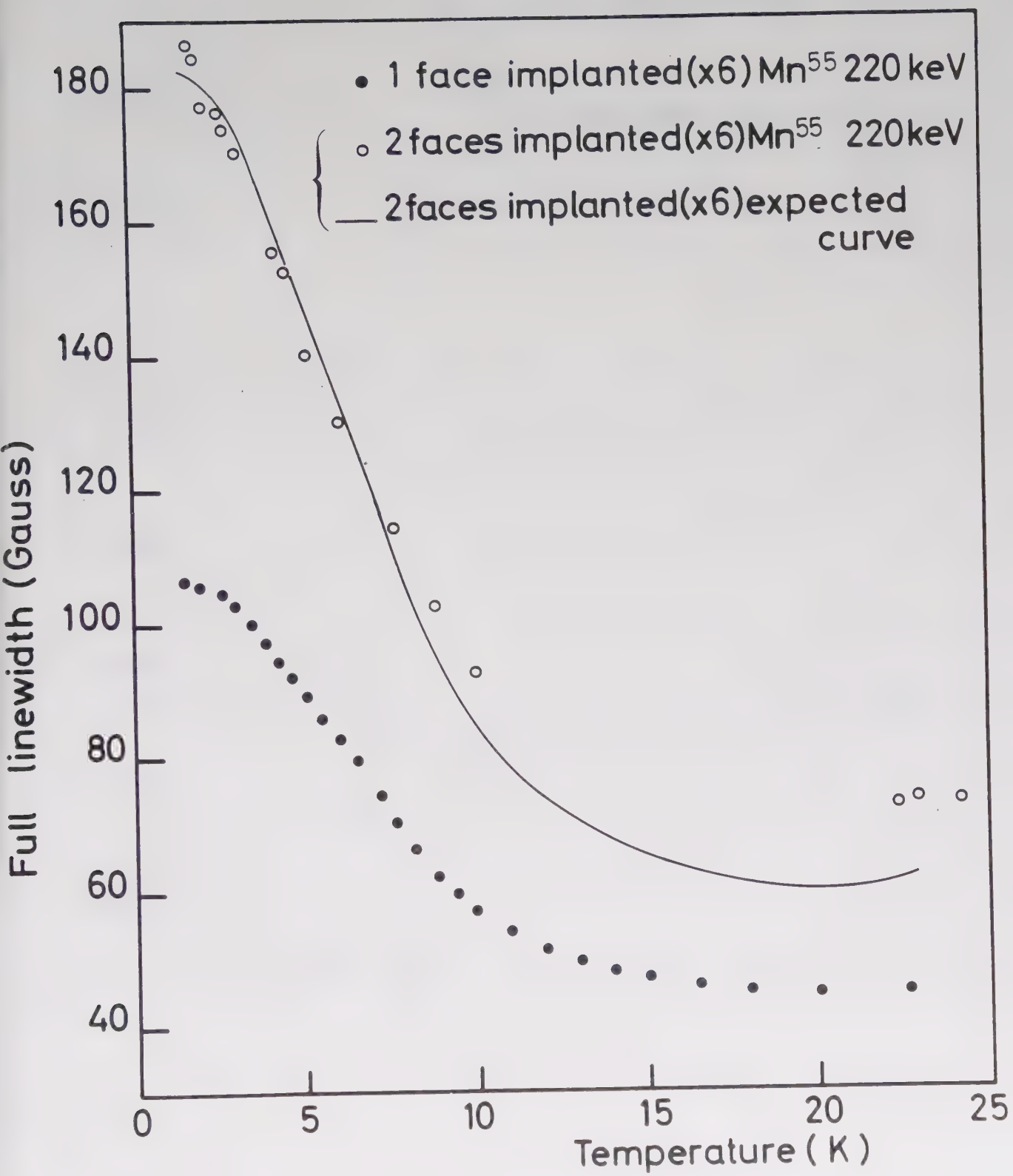


Figure V.9 : Variation en température de la largeur de raie observée pour le couple d'échantillons suivant (dose 6 D_s par face) : CuVIB1An°1 implanté sur 1 face (la largeur est prise à mi-hauteur); CuVIB1An°3 implanté sur les 2 faces (la largeur est prise à $(A+\bar{B})/2$: voir paragraphe b): pour cet échantillon la courbe continue correspond à la variation attendue pour cette largeur comme indiqué au paragraphe b).

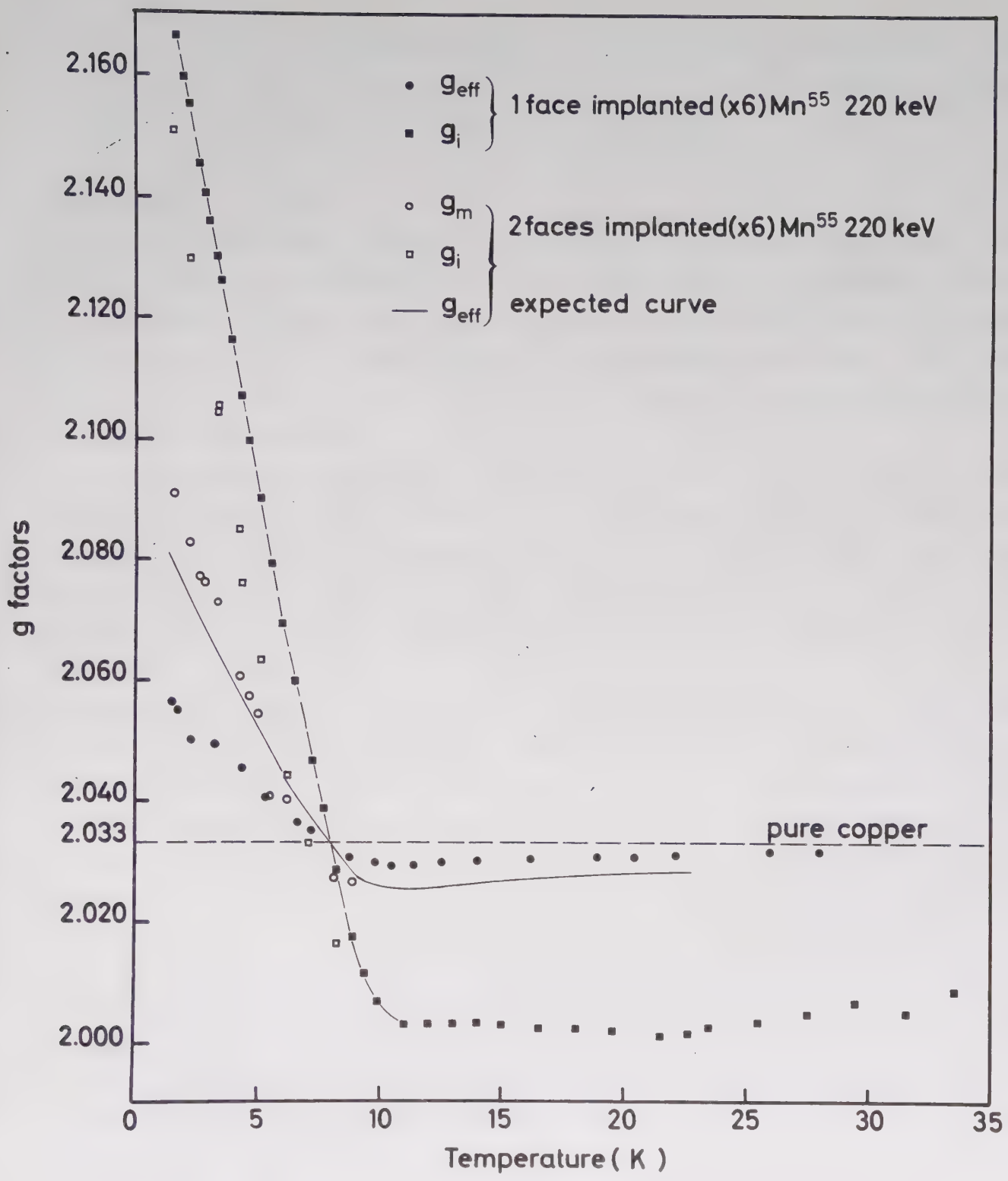


Figure V.10 : Variation en température de paramètres liés à la position de la raie (traduits en facteur g) pour le couple d'échantillons CuVIBlAn°1 et CuVIBlAn°3 : leur signification et l'analyse de ces résultats est détaillée au paragraphe b). On obtient une information directe sur le facteur g⊥ de la couche implantée à partir de la raie observée pour l'échantillon implanté sur les 2 faces.

ce qui correspond typiquement à ce que l'on attendrait pour cet échantillon laminé (ayant subi un recuit de type A : 1 h, sous vide, à 400°C) (le rapport de résistivité de cet échantillon n'a pas été mesuré directement).

Conclusions :

La comparaison précédente, pour l'échantillon CuVIB1An°3, entre la forme de raie théorique et le spectre expérimentalement observé où nous avons exploité le lien attendu, dans le cadre de notre description théorique, entre les paramètres de la résonance relatifs respectivement à l'échantillon implanté sur 1 face et à celui implanté sur les 2 faces (même implantation par face) nous a permis de tester simultanément deux points :

- on rend compte de la modification à basse température de la forme de la raie (par rapport à la Lorentzienne), ce qui est un effet caractéristique d'un échantillon implanté sur les 2 faces conformément à l'expression théorique générale du dénominateur résonnant [R] (III.80) ; un effet de même origine physique est également observé, dans la gamme $T \lesssim 4$ K, pour l'échantillon CuL.H.n°3 implanté sur les 2 faces (dose 3 D_s par face).
- la description phénoménologique que nous avons utilisée pour la couche implantée dans l'état verre de spin (voir plus haut, en particulier l'hypothèse (V.70) relative à la forme de la relation de dispersion du mode spin) conduit à une interprétation cohérente des résultats obtenus dans ce régime pour les échantillons implantés, respectivement, sur 1 face et sur les 2 faces (même implantation par face) : on se borne ici à constater cette cohérence interne sans discuter ses implications en terme de modèle devant décrire la résonance d'un alliage magnétique dans l'état verre de spin. De l'analyse exposée précédemment nous avons pu dégager la variation en température des paramètres caractéristiques (g_i, ΔH_i, χ_i) de l'alliage de la couche implantée dans l'état verre de spin (pour des conditions d'implantation données) : nous allons voir ci-dessous, plus en détail, comment ces résultats se comparent à ceux obtenus dans un alliage homogène.

. Il est enfin un point important que nous voudrions souligner, spécifique de l'étude en transmission des alliages préparés par implantation, à savoir que l'information physique recueillie sur l'alliage magnétique de la couche implantée est transmise par les électrons de conduction de l'échantillon. Le signal transmis renseigne à la fois sur le mode d'excitation de ces électrons de conduction dans l'épaisseur de peau (numérateur de Z^{out}) et sur la façon dont ils répartissent, par diffusion, leur aimantation à l'intérieur de l'échantillon (dénominateur de Z^{out}).

c) Paramètres de la résonance relatifs à la couche implantée ; comparaison à un alliage homogène de CuMn

Pour les divers échantillons implantés de concentration locale en Mn "forte" on a calculé, en fonction de la température, les paramètres ΔH_i et g_i de la couche implantée à partir, respectivement, de la variation observée pour la largeur de raie et le facteur g, et conformément aux expressions (V.17) et (V.37). La procédure suivie est la même que celle indiquée plus haut pour l'échantillon CuVIB1An°1: les paramètres relatifs à la partie métal pur de l'échantillon sont connus à partir des mesures effectuées sur le métal pur témoin et pour décrire le rapport r (V.18) en température on tient compte de la variation en température observée pour χ_i (information déduite de la courbe d'intensité du signal de résonance).

1) déplacement du champ de résonance dans l'état verre de spin

Revenons aux résultats de la figure (V.10) pour le couple d'échantillons implantés considéré précédemment (paragraphe b) ; on rappelle pour ces échantillons les caractéristiques de l'implantation : dose = 6 D_s, énergie = 220 keV, concentration locale correspondante $\bar{c} \sim 5000$ ppm. Comme on l'a indiqué on a traduit le champ de résonance H_i de la couche implantée en terme du facteur g_i (dans l'état verre de spin g_i est un facteur g apparent) ; le résultat que l'on obtient indique qu'en dessous d'une température caractéristique (de l'ordre de 1.5 à 2 T_g) se produit un déplacement du champ de résonance de l'alliage de la couche implantée d'autant plus grand que la température diminue : ce comportement est semblable à celui observé (24,25) pour un alliage homogène de CuMn, dans l'état verre de spin. Si l'on examine de manière plus quantitative ce déplacement du champ de résonance (par rapport au régime paramagnétique) on constate que, pour la couche implantée de concentration locale $\bar{c} \simeq 5000$ ppm, il est de l'ordre de 135 gauss à 4.2 K et de $\sim$ 210 gauss à 2 K, ce qui correspond à des valeurs pratiquement trois fois supérieures à ce qui est observé dans un alliage de CuMn homogène de même concentration : les résultats* de Owen et al. (24) et d'Okuda et Date (25) indiquent en effet que ce déplacement est de l'ordre de 42 gauss à 4.2 K et de 70 gauss à T = 2 K, pour la même fréquence excitatrice correspondant à 9.2 GHz. Il est d'autre part expérimentalement constaté que, pour une concentration et une fréquence données, le déplacement du champ de résonance dans l'état verre de spin dépend de l'état métallurgique de l'échantillon

*Les conditions dans lesquelles nous avons réalisé nos expériences sont les mêmes que celles des références (24,25) : l'échantillon est refroidi en champ nul ; l'aimantation rémanente du système CuMn, qui est créé à la température de l'expérience ($T < T_g$), est une aimantation rémanente isotherme (ARI) dans le champ statique appliqué (qui reste de l'ordre de 3.3 kGauss pour de petits balayages autour du champ de résonance).

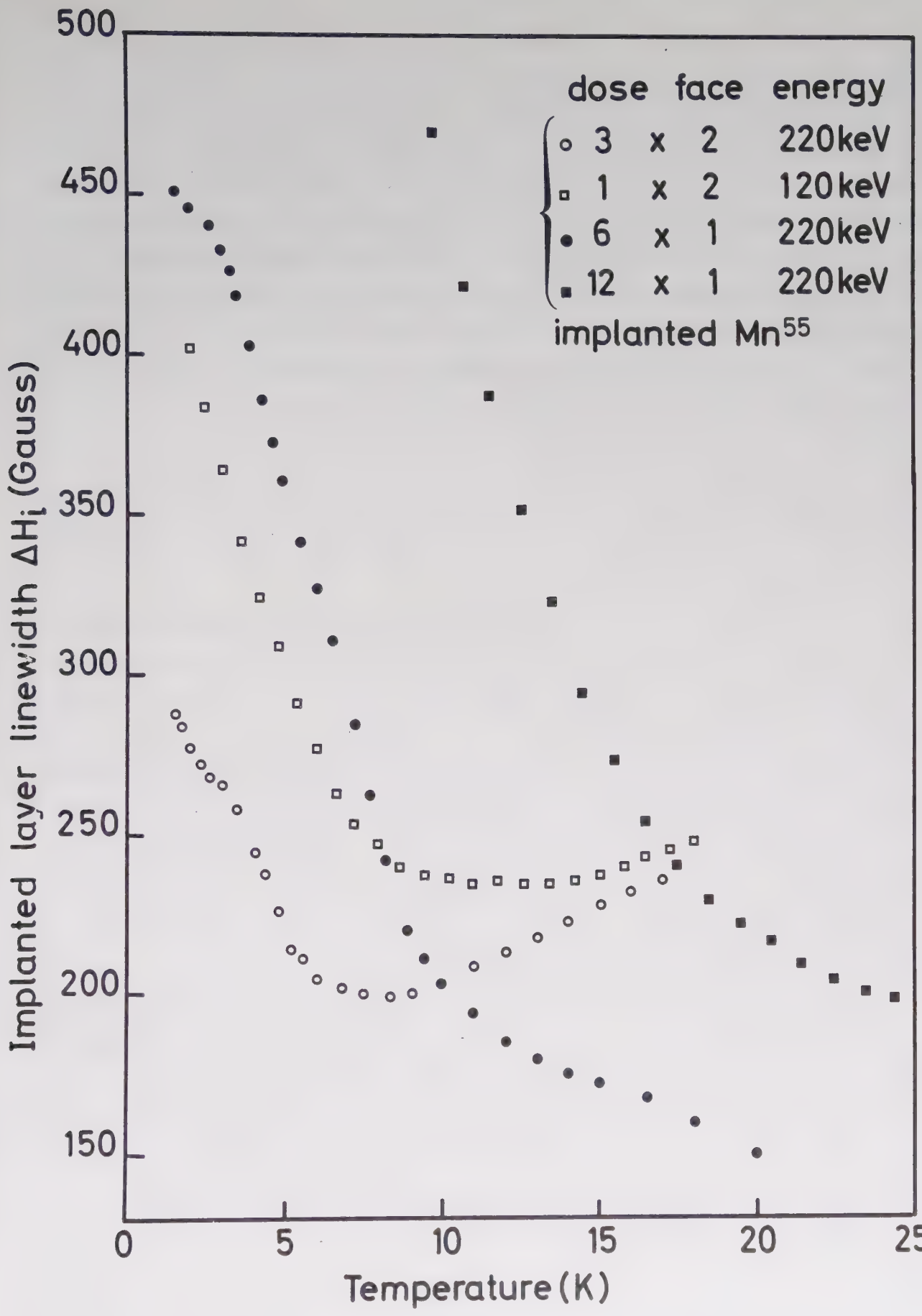


Figure V.11 : Variation en température de la largeur de raie ΔH_i de la couche implantée, calculée à partir de la largeur observée comme indiqué au paragraphe c). Les résultats portés sur cette figure se rapportent aux échantillons suivants: CuL.H.n°3, CuVIB2An°7, CuVIB1An°1, CuVIB1An°2 dont la concentration locale en Mn est "forte" (voir tableau V.1).

et de la présence d'autres impuretés : il est accru (24) pour un échantillon polycristallin ou de moins bon rapport de résistivité et il augmente également (25) lorsque sont introduites, en plus du Mn, des impuretés magnétiques ou non (l'accroissement est proportionnel à la concentration de ces impuretés et est d'autant plus important que le potentiel spin-orbite de ces centres diffuseurs est plus élevé, comme le font remarquer Prejean et al. (41)). Aussi sommes nous amenés à attribuer l'ordre de grandeur élevé du déplacement du champ de résonance, tel qu'il est observé pour l'alliage de la couche implantée, à l'ensemble des défauts créés par l'implantation, qui perturbent la symétrie du réseau. On se borne ici à émettre cette proposition sur la base de constatations purement expérimentales ; en fait, on pourrait la justifier de manière plus détaillée et plus précise à la lumière de travaux récents sur les verres de spin (41,42,43,44) mais nous n'allons pas ici entreprendre une telle justification ni procéder à une analyse théorique du déplacement de la raie dans l'état verre de spin en fonction d'un modèle donné (33,34,35, 36,37).

2) Largeur de raie ΔH_i de la couche implantée

. On présente sur la figure (V.11), pour quelques échantillons implantés de concentration locale en Mn "forte", la variation en température de ΔH_i, la largeur de raie de l'alliage de la couche implantée, qui a été calculée à partir de la largeur de raie observée de l'échantillon implanté comme il a été indiqué plus haut. (Les noms de ces échantillons sont indiqués dans la légende de la figure et leurs caractéristiques détaillées sont données dans le tableau V.1). On constate pour chacun de ces échantillons qu'en dessous d'une température, typiquement de l'ordre de 2.5 à 3 T_g, ΔH_i croît lorsque la température diminue. Un comportement semblable est observé (à 9.2 GHz) dans des alliages homogènes de CuMn dont le réseau est perturbé, soit par la présence de défauts (24,45) (dislocations), soit par la présence d'autres impuretés (25,46) (comme par exemple des impuretés non magnétiques de fort potentiel spin-orbite telles que l'Au, le Pt, etc...) ; pour des alliages de CuMn sans défauts (bien recuits), on observe (24,25,45,46) par contre, à cette même fréquence, que la largeur de raie est pratiquement constante à basse température ($T < 3\ T_g$). La variation à basse température de ΔH_i, telle qu'elle apparait pour l'alliage de la couche implantée, semble par suite devoir être associée à l'ensemble des défauts créés par implantation. Comme pour le $\Delta H_{d\ell}$ des Mn dans le régime paramagnétique (voir partie 1), l'origine physique de la largeur de raie de l'alliage dans l'état verre de spin reste à élucider ; à cet égard on peut simplement constater que la présence de défauts (de nature diverse) dans le réseau de l'alliage contribue fortement à modifier l'ordre de grandeur de ces deux paramètres.

D. SYSTEMES PREPARES PAR IMPLANTATION : CuCr, AgCr, AgMn

Nous mentionnons brièvement ci-dessous les résultats obtenus, en résonance par transmission, sur quelques échantillons implantés correspondants aux systèmes moments localisés-électrons de conduction suivants : CuCr, AgCr, AgMn. Pour ces différents systèmes les caractéristiques de la raie de résonance observée, la variation en température des différents paramètres de la résonance, sont semblables, qualitativement, à celles observées pour les échantillons de cuivre implantés en Mn dont nous avons décrit et analysé les résultats tout au long de ce chapitre. Les résultats expérimentaux relatifs à ces échantillons implantés peuvent s'interpréter à l'aide d'un modèle identique à celui que nous avons utilisé pour les échantillons de cuivre implantés en Mn et impliquent, en particulier, que le régime dynamique de spins de l'alliage de la couche implantée est de couplage fort, comme pour le CuMn.

1. Echantillons implantés en Cr

. Nous n'avons étudié que deux échantillons implantés en Cr dont les caractéristiques, relatives à l'implantation, sont les suivantes :

Nom de l'échantillon	épaisseur (en µm)	ion implanté	α	énergie E (keV)	R_p (en Å)	dose (unité D_s)	concentration moyenne $\bar{c}$ (en ppm)
CuMAIIS6	25	Cr^{++}_{53}	1	220	596	0.5	380
AgAIIS6	25	Cr^{+}_{52}	1	120	348	1	1390

. Les caractéristiques (R_p, $\bar{c}$) relatives au profil d'implantation ont été déterminées théoriquement, comme indiqué au chapitre IV, et sont transcrites à partir des résultats du tableau IV. La dose d'implantation est exprimée en fonction de notre dose standard égale à : $D_s = 5.25\times10^{14}$ ions/cm^2. Ces deux échantillons implantés en Cr sur 1 face ($\alpha = 1$) correspondent à des matrices polycristallines de métal pur (respectivement, de cuivre et d'argent) ayant subi, avant implantation, un recuit noté AII (recuit, sous vide secondaire, d'une heure à T ∿ 400°C).
Pour ces deux échantillons implantés en Cr sur 1 face, la forme de raie observée est Lorentzienne et la phase du signal transmis reste la même dans la gamme de température étudiée [2 ; 30 K], comme pour les échantillons de cuivre implantés en Mn. La figure (V.12), où on a porté pour ces échantillons implantés sur 1 face l'inverse de l'intensité observée en fonction de la température, met clairement en évidence

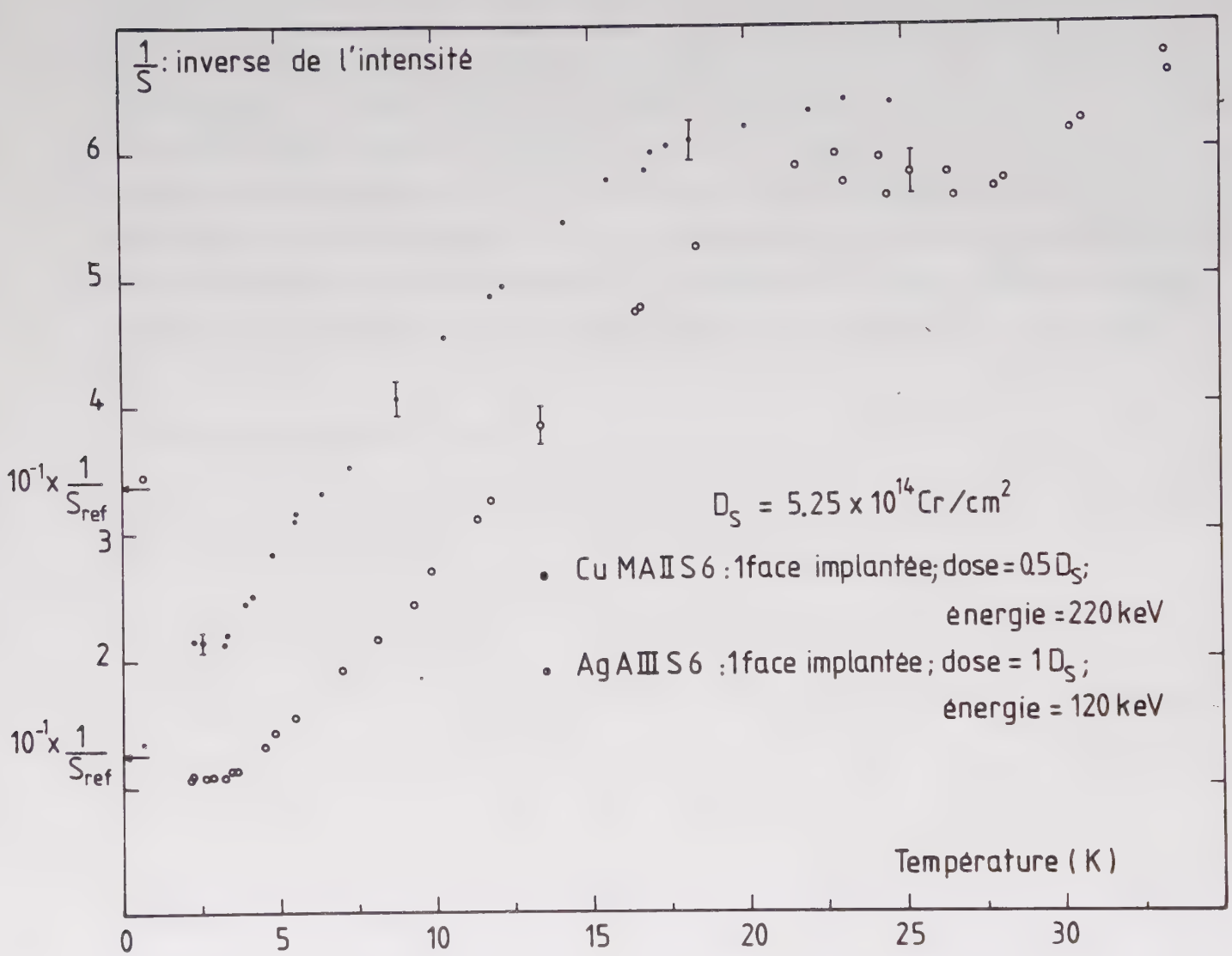


Figure V.12 : Variation en température de l'inverse de l'intensité pour deux échantillons implantés en Cr sur 1 face:

- un échantillon de cuivre : CuMAIIS6
- un échantillon d'argent : AgAIIS6

Pour chacun de ces échantillons S_{ref} désigne l'intensité du métal pur de même épaisseur et permet de fixer l'échelle des ordonnées.

la résonance de l'ion Cr dans chacune de ces matrices de métal noble (cuivre et argent).

a) Cr implanté dans le cuivre

. Pour l'échantillon implanté CuMAIIS6, la variation observée de l'inverse de l'intensité traduit essentiellement, à basse température, (suivant (V.64)) la variation en température de l'inverse de la loi de susceptibilité des Cr dans le cuivre ; on constate d'autre part (figure (V.12)) qu'à partir typiquement de T ∿ 12 K, $\frac{1}{S}$ s'incurve à plus haute température : ce comportement est semblable à celui observé pour les échantillons de cuivre implantés en Mn, de concentration locale très faible (voir C, partie 1, paragraphe d.3) ; il indique que pour cet échantillon (de concentration "moyenne" locale $\bar{c}$ ≈ 380 ppm), à "haute" température, la contribution à l'excitation proportionnelle à la susceptibilité des électrons de conduction ne devient plus négligeable par rapport à celle associée aux moments localisés.

. Pour cet échantillon implanté en Cr, la variation en température des paramètres de la résonance (largeur de raie, facteur g) est qualitativement la même que celle observée pour les échantillons de cuivre implantés en Mn : la largeur de raie décroit avec la température, passe par un minimum vers 15 K, puis croît avec T (lorsque la relaxation de spin par les phonons devient efficace dans la partie métal pur) ; d'autre part le facteur g, légèrement inférieur au g du cuivre pur, reste voisin de celui-ci. Ces observations expérimentales (ainsi que l'ensemble des caractéristiques de la raie observée) peuvent être interprétées de la même manière que pour le CuMn implanté ; en particulier, elles impliquent que le régime dynamique de spins de l'alliage de CuCr de la couche implantée est de couplage fort : ce dernier point est conforme aux résultats (et à leur analyse) de Monod et Schultz (13) obtenus en transmission sur des alliages homogènes dilués de CuCr, préparés classiquement.

b) Cr implanté dans l'argent

. Les résultats que nous obtenons pour l'échantillon AgAIIS6 (illustrés en particulier par la variation en température de l'intensité : figure (V.12)) constituent la première mise en évidence de la résonance du Cr dans l'argent. Pour cet échantillon d'argent implanté en Cr, la variation en température des paramètres de la résonance (facteur g, largeur de raie) est semblable, qualitativement, à celle observée pour les échantillons de cuivre implantés en Mn et peut être interprétée dans les mêmes termes. On observe que le facteur g décroît en température, de g ∿ 1.989 pour T = 4 K à une valeur légèrement supérieure à celle de l'argent pur (g ≈ 1.983) pour les hautes températures (T ∿ 25 K) : l'analyse, en terme du modèle à "2 métaux", de la variation en température de ce facteur g observé implique, pour le facteur g_d intrinsèque du Cr dans l'argent, une valeur de l'ordre de 1.995±0.01. La largeur de

raie décroît avec la température, passe par un minimum vers 15 K, puis croît avec T (cette augmentation suivant la contribution à la relaxation de spin associée aux phonons de la matrice argent). Pour cet échantillon implanté de concentration locale $\bar{c} \simeq 1400$ ppm, la variation observée (figure (V.12)) de l'inverse de l'intensité traduit bien la variation en température de l'inverse de la loi de susceptibilité des Cr implantés dans l'argent ; on note cependant, sur cette figure, que l'intensité du signal cesse de décroître dans la gamme de température [22 ; 27 K] : cet effet, qui sera également observé (voir chap.VI) sur l'intensité d'échantillons d'argent implantés sur 1 face en Gd, nous semble spécifique de la matrice d'argent pur (et non des impuretés implantées) et apparait devoir être associé à la modification, par les phonons, du régime d'effet de peau dans la partie métal pur de l'échantillon (nous nous efforcerons ultérieurement de justifier cette interprétation : faisons simplement remarquer ici que l'intensité du signal d'un échantillon implanté sur 1 face est, selon (V.56), proportionnelle à l'épaisseur de peau du métal pur (facteur de réémission hyperfréquence) et par suite rend compte de toute modification, avec la température, de la profondeur de pénétration effective du champ hyperfréquence à l'intérieur du métal pur).

En résumé de cette étude, il apparait que les résultats expérimentaux relatifs à ces échantillons de matrice noble implantés en Cr peuvent être interprétés de la même manière que pour le CuMn implanté (régime dynamique de spins de couplage fort pour l'alliage de la couche implantée) et que le facteur g_d intrinsèque du Cr dans ces matrices est très voisin de 2, c.a.d. une valeur semblable à celle du Mn dans ces mêmes matrices. (Une détermination quantitative plus précise de ce facteur g_d du Cr exigerait, pour ces systèmes, des mesures complémentaires). D'autre part, en l'absence d'une description détaillée de la loi de susceptibilité du Cr dans ces matrices et d'une détermination précise des largeurs de raie résiduelles des échantillons de métal pur témoin (celles-ci n'ont pas été mesurées pour le recuit considéré), on peut seulement estimer de façon grossière la largeur de raie résiduelle $\Delta H_{d\ell}$ des impuretés de Cr implantées : l'ordre de grandeur (2 à 300 gauss) est le même que pour les Mn implantés dans le cuivre et correspond, par ailleurs, au $\Delta H_{d\ell}$ trouvé (13) pour le Cr dans des alliages homogènes dilués de CuCr.

2. Echantillons d'argent implantés en Mn

Une série de 3 échantillons d'argent a été implantée sur 1 face en Mn à l'énergie de 112 keV (R_p correspondant : 314 Å), la dose d'implantation étant, respectivement, pour ces 3 échantillons de : 0.5 D_s, D_s, 2 D_s. Ces échantillons ont été étudiés en résonance par transmission par R.Assomoza (rapport de stage de D.E.A. (47)) : les résultats expérimentaux sont qualitativement semblables à ceux obtenus

pour les échantillons de cuivre implantés en Mn et peuvent s'interpréter de la même manière. Il est d'autre part constaté pour deux de ces échantillons (doses D_s et $2\,D_s$), à basse température, des déviations (sur le facteur g, l'intensité) par rapport au comportement paramagnétique (manifestations de l'état verre de spin dans l'alliage de la couche implantée) qui peuvent aisément s'expliquer par l'ordre de grandeur de la concentration moyenne locale en Mn (pour ces 2 échantillons, $\bar{c}$ est respectivement de 1500 et 3000 ppm).

E - ALLIAGES HOMOGENES DILUES DE Cu Mn et Ag Mn : COMMENTAIRES SUR LE SIGNAL TRANSMIS A BASSE TEMPERATURE.

On fait référence à nouveau aux travaux de Shanabarger (20). Il a étudié en transmission des alliages dilués de CuMn et d'AgMn (de concentration $\lesssim$ à quelques centaines de ppm); on s'intéresse ici aux formes de raie qu'il a observées à basse température dans ces deux systèmes. Pour de tels alliages la profondeur de pénétration caractéristique du mode spin ($\frac{1}{|k_2|}$ où k_2^2 est donné par (II.63)) est réduite par la susceptibilité des moments localisés et est du même ordre de grandeur que l'épaisseur des échantillons étudiés (20) (typiquement de 15 à 30 μ). Rappelons tout d'abord que le signal transmis d'un métal pur présente, dans la même situation ($\ell \sim \delta_{eff}$, où δ_{eff} désigne la longueur de diffusion de spin), les caractéristiques suivantes: il est exactement symétrisable en champ et, pour un signal enregistré symétrique, sa forme de raie est caractérisée par un lobe central (d'amplitude A) et deux lobes B (en dessous de la ligne de base). Cette forme de raie reflète l'atténuation exponentielle du signal transmis au voisinage de la résonance et ne dépend que du rapport ℓ/δ_{eff} (elle peut être décrite à partir de l'expression (A.29) de l'impédance Z^{out} et a été tabulée par Dunifer (18)). Shanabarger a fait une étude en transmission à deux fréquences (expériences à 9.2 GHz et à 35 GHz); les observations expérimentales qu'il décrit (20) sont les suivantes (qualitativement semblables pour le CuMn et l'AgMn):

- la forme de raie est semblable à celle d'un métal pur à "haute" température (forme de raie en "A/B" décrite ci-dessus)
- à basse température (typiquement $T \lesssim 5$ à 10 K) elle présente une asymétrie intrinsèque (pas de choix de la phase de la référence qui conduise à un signal transmis parfaitement symétrique en champ): cette assymétrie s'accentue à mesure que la température diminue et, à T donné, elle augmente avec la fréquence. D'autre part, à T donné, le rapport A/B augmente avec la fréquence.

Nous avons cherché à rendre compte de ces résultats expérimentaux à partir de l'expression de l'impédance Z^{out} (II.62) propre à décrire le signal observable en transmission dans un alliage magnétique homogène (voir chap.II). Explicitée

pour la forme 2 de destination de la relaxation, cette impédance est donnée par:

$$Z^{out} = \frac{i\omega\chi_s^o}{\sigma D_s} \frac{\left[1 + \frac{\gamma_s \chi_d^o}{\gamma_d \chi_s^o} \frac{\frac{1}{T_{ds}}(1-i\omega\tau_{ex})}{[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega-\omega'_d)]}\right]^2}{k_2 \, sh \, k_2 \ell}$$

où au numérateur on a remplacé, devant τ_{ex}, ω_s et ω_d par la fréquence extérieure ω.

Dans l'expression précédente k_2 désigne le vecteur d'onde du mode spin; pour le CuMn et l'AgMn le régime dynamique de spins est de couplage fort et la relation de dispersion du mode spin est alors décrite par:

$$k_2^2 = Q_2^o = \frac{1}{D_s}\left[1 + \frac{\gamma_d^o}{\chi_s^o}\right]\left[\frac{1}{T_2} + i(\omega-\omega_2)\right]\frac{\frac{1}{T_{ds}}(1-i\omega\tau_{ex})}{[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega-\omega'_d)]} \qquad (II.63)$$

où ω_2, $\frac{1}{T_2}$ se rapportent à la fréquence propre de résonance $\tilde{\omega}_2$ (B.30).

et où: $\omega'_d = \omega_d\,(1 + \lambda\chi_s^o)$; $\frac{1}{\tau_d} = \frac{1}{T_{d\ell}} + \frac{1}{T_{ds}}$

Nous avons procédé à une simulation des spectres transmis, à basse température, pour l'AgMn: pour ce système on possède en effet une information sur la valeur des paramètres liés à l'échange (g'_d, $\frac{1}{T_{ds}}$, τ_{ex}) qui interviennent dans l'expression précédente de Z^{out}. Davidov et al (26) ont modifié le régime dynamique de spin d'alliages dilués d'AgMn par addition d'impuretés non magnétiques (or et antimoine) relaxant fortement les spins des électrons de conduction; de l'analyse des résultats de ces expériences(réflexion) ils déduisent, pour le Mn dans l'argent, que:

- la largeur de raie de Korringa est de : $\frac{1}{\gamma T_{ds}} = 45 \pm 10$ gauss/K
- $g'_d = 1.968 \pm 0.005$ (g'_d étant le facteur g des Mn déplacé par le champ moléculaire)

A partir de ces données on peut estimer l'ordre de grandeur du paramètre $\omega\tau_{ex}$ (τ_{ex} étant défini par (B.15)):

on a $\omega\tau_{ex} \sim 1$ à T = 1.4 K pour une expérience réalisée à 9.2 GHz.

Shanabarger donne dans sa thèse (20) un ensemble complet d'informations (caractéristiques de la raie, paramètres de résonance) pour l'échantillon d'AgMn suivant: concentration 286 ppm, épaisseur 25μ . A partir de l'expression de Z^{out} donnée ci-dessus nous avons simulé le spectre transmis à basse température pour cet échantillon. Dans cette simulation on a pris pour les paramètres liés à l'échange

les valeurs indiquées précédemment et pour les autres paramètres (ceux qui interviennent dans $\tilde{\omega}_2$(B.30) les valeurs déduites par Shanabarger de l'analyse du facteur g et de la largeur de raie. Les résultats de cette comparaison à l'expérience sont les suivants:

La forme de raie (son rapport A/B en particulier) est essentiellement déterminée par la fonction résonnante $\frac{1}{k_2 \text{ sh } k_2 \ell}$ qui traduit l'atténuation exponentielle du signal transmis.

- on rend bien compte de la variation en température du rapport A/B et de l'augmentation avec la fréquence, à T donné, de ce rapport (pour le rapport A/B on reproduit les valeurs expérimentales à 30% près). Cette variation du rapport A/B avec la fréquence est à associer au facteur

$$\frac{\frac{1}{T_{ds}}(1-i\omega\tau_{ex})}{\frac{1}{\tau_d}+ i(\omega-\omega'_d)}$$ présent dans la relation de dispersion de Q_2^o (II.63).

- on rend compte qualitativement de l'asymétrie de la forme de raie, de son sens, de sa variation avec la température et avec la fréquence; cependant on trouve pour le degré d'asymétrie du signal (tel qu'il est défini (20) par Shanabarger) une valeur plus faible que celle observée expérimentalement.

Cette comparaison à l'expérience met en relief le point d'ordre qualitatif suivant que nous voudrions souligner: à basse température, la relation de dispersion du mode spin de l'alliage Q_2^o(II.63) n'a pas exactement la même forme que pour un métal pur; il en résulte qu'à basse température (lorsque la raie observée n'est plus identique à celle d'un métal pur) le facteur g et le taux de relaxation caractérisant la raie observée ne peuvent être identifiés, respectivement, à ω_2 et $\frac{1}{T_2}$ correspondants à la fréquence propre $\tilde{\omega}_2$ (B.30) de l'alliage.

CHAPITRE VI

SYSTEMES PREPARES PAR IMPLANTATION: AgGd(et AlGd)

PLAN DU CHAPITRE VI

A. CARACTERISTIQUES DES ECHANTILLONS D'ARGENT IMPLANTES EN Gd

B. DESCRIPTION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS EN TRANSMISSION

1. Forme de raie et phase du signal transmis
   a) échantillons témoins d'argent pur
   b) échantillons implantés sur les 2 faces en Gd
   c) échantillons implantés sur 1 face en Gd : AgAIIIS7, AgAIIIS9
2. Position et largeur du spectre de résonance
   a) position de la raie
   b) largeur du spectre de résonance
3. Information relative à l'intensité du signal

C. INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ; COMPARAISON AU MODELE THEORIQUE

1. Signaux en réflexion : résultats expérimentaux et interprétation
   a) description des signaux observés en réflexion
   b) signaux en réflexion : interprétation et description théorique des spectres
      b.1. alliages implantés : contribution associée aux impuretés fixes dans l'épaisseur de peau
      b.2. alliages implantés : contribution associée à la diffusion des électrons de conduction au sein de l'échantillon
2. Interprétation des expériences de transmission
   a) conditions d'application du modèle à 2 (ou 3) métaux pour les échantillons implantés en Gd
      a.1. argent pur témoin
      a.2. échantillons d'argent implantés en Gd
   b) simulation théorique des spectres transmis et comparaison à l'expérience
      b.1. simulation théorique des spectres transmis : valeurs prises pour les différents paramètres et justification
      b.2. méthode d'obtention des spectres théoriques : diagrammes F(H) dans le plan complexe et signaux transmis (commentaires généraux)
      b.3. spectres transmis : comparaison de la simulation théorique à l'expérience

c) Caractéristiques des signaux transmis observés expérimentalement : commentaires

c.1. Phase du signal transmis

c.2. Position de la raie

c.3. Largeur du spectre de résonance

c.4. Information relative à l'intensité du signal

- échantillons implantés sur les 2 faces
- échantillons implantés sur 1 face

d) Modification du régime dynamique de spins de l'alliage de la couche implantée par implantation d'antimoine

D. ECHANTILLONS D'ALUMINIUM IMPLANTES EN Gd

1. Caractéristiques des échantillons d'aluminium implantés en Gd

2. Résultats expérimentaux obtenus en résonance ; analyse et discussion.

A. CARACTERISTIQUES DES ECHANTILLONS D'ARGENT IMPLANTES EN Gd

. Nous donnons ci-dessous (tableau VI.1) la liste des échantillons d'argent implantés que nous avons étudiés en résonance en indiquant leurs caractéristiques ainsi que celles des échantillons témoins de métal pur. Pour tous ces échantillons la source initiale de métal pur est constituée d'une lame polycristalline d'argent de haute pureté (argent COMINCO 6N), telle qu'elle est donnée par le fournisseur (épaisseur nominale : 25 μ) ; pour une telle lame d'argent de 25 μ, le rapport de résistivité mesuré est de : $RR = \frac{\rho(T.O)}{\rho(4.2\ K)} = 390$.

Les échantillons que nous avons étudiés peuvent être groupés en deux séries selon l'état métallurgique du métal pur de départ (la notation utilisée pour la dénomination de chaque échantillon donne une indication sur la nature du traitement subi) :

- pour la série AgAIII : les lames initiales (25 μ) ont toutes subi le même recuit, noté AIII, correspondant à un recuit d'environ 2 heures, sous vide secondaire, à une température de 480°C. L'effet de ce recuit sur le rapport de résistivité est le suivant : pour un témoin de résistivité on obtient RR = 585 et pour l'échantillon implanté AgAIIIS9 on a RR = 565. Pour cette série l'échantillon témoin de métal pur, également étudié en résonance, est noté : AgAIIISO.

- pour la série AgLI : on a procédé à un laminage ("doux") de la feuille initiale sans lui faire subir de recuit ultérieur (nous verrons par la suite l'intérêt, pour les expériences de transmission, d'un tel mode de préparation). Les échantillons correspondants à cette série ont tous été découpés dans la même lame. L'effet d'un tel laminage (non suivi de recuit) a été d'abaisser le rapport de résistivité à RR = 180. Pour cette série l'échantillon témoin de métal pur est le suivant : AgLISII (il a été étudié au préalable en résonance avant de subir une implantation d'antimoine comme indiqué dans le tableau VI.1).

Les caractéristiques, relatives à l'implantation, portées dans le tableau VI.1 pour les échantillons d'argent implantés sont de même nature que celles que nous avons données pour les échantillons de cuivre implantés en Mn :

- les échantillons ont été implantés soit sur 1 face soit sur les 2 faces (dans ce cas, même implantation par face) : le nombre de faces implantées est désigné par α.

- pour les implantations en gadolinium, c'est l'isotope Gd_{157} qui a été choisi (avec un degré d'ionisation 2) et l'énergie d'implantation a été prise égale à E = 260 keV. Pour les implantations d'antimoine on a sélectionné l'isotope Sb_{121} (avec un degré d'ionisation 3) et choisi l'énergie d'implantation (219 keV) de telle sorte que le pic de la distribution (R_p) des ions Sb implantés coïncide avec

celui des Gd. L'échantillon AgAIIIS12 a été étudié 2 fois en résonance : respectivement, avant et après implantation de Sb. L'échantillon AgLISIII a subi deux implantations : la même implantation en Gd que l'échantillon AgLISI et une implantation supplémentaire en Sb (sur les 2 faces, comme pour le Gd).

TABLEAU VI.1 : Caractéristiques des échantillons d'argent implantés

Nom de l'échantillon	épaisseur (en µm)	α	ion implanté	énergie E (keV)	R_p (en Å)	Dose (unité D_s)	concentration moyenne $\bar{c}$ (en ppm)
AgAIIIS7	25	1	Gd	260	318	1	1940
AgAIIIS8	25	2	Gd	260	318	1	1940
AgAIIIS9	25	1	Gd	260	318	0.3	582
AgAIIIS10	25	2	Gd	260	318	0.3	582
AgAIIIS12	25	2	Gd	260	318	0.1	(Gd) 194
le même		2	+Sb	219	319	1	(Sb) 1815
AgLISI	24.7	2	Gd	260	318	0.1	194
AgLISII	24.7	1	Sb	219	319	0.25	454
AgLISIII	24.7	2	Gd	260	318	0.1	(Gd) 194
			+Sb	219	319	1	(Sb) 1815

. Correspondant à l'énergie E d'implantation choisie on a indiqué la profondeur moyenne d'implantation R_p et pour la dose considérée (exprimée en fonction de notre dose standard $D_s = 5.25\times10^{14}$ ions/cm^2) on donne la concentration "moyenne" locale $\bar{c}$ (telle que nous l'avons définie en (IV.5) et calculée à partir de la donnée de δR_p, caractérisant la largeur de la distribution en profondeur des ions implantés). Les caractéristiques (R_p, δR_p) des profils de distribution des ions implantés ont été calculées théoriquement sur la base du modèle L.S.S. (voir chap. IV) et présentées dans le tableau IV (voir implantation de Gd et Sb dans l'argent).

. Notons enfin, et ceci est valable pour tous les échantillons implantés étudiés au cours de ce présent travail (quelque soit le système considéré), qu'aucun de nos échantillons implantés n'a été recuit après implantation.

B. DESCRIPTION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS EN TRANSMISSION

. On rend compte, dans cette partie B, des signaux de résonance observés en transmission sur les échantillons d'argent implantés en Gd et sur les échantillons témoins de métal pur. On indique la procédure expérimentale qui a été suivie à la détection et la manière dont on extrait quelques informations caractéristiques à partir des spectres de résonance observés.

1. Forme de raie et phase du signal transmis

a) échantillons témoins d'argent pur

La forme de raie est Lorentzienne (correspondant au fait que le métal est mince pour le mode spin) et on choisit la phase de la référence de façon à observer le signal de résonance purement symétrique en champ ; c'est cette phase de la référence que nous désignons par "phase du signal transmis" (chap.IV.B.2). On constate expérimentalement pour ces échantillons d'argent pur que la phase du signal est constante en température jusqu'à T $\sim$ 20 K puis varie légèrement (de 5 à 10 degrés typiquement) dans la gamme [20 ; 30 K] (cette variation de phase est vraisemblablement à attribuer à une modification du régime d'effet de peau : dans cette gamme de températures, les phonons de la matrice Ag deviennent efficaces pour augmenter notablement la résistivité de l'échantillon).

b) échantillons implantés sur les 2 faces en Gd

Le spectre de résonance évolue continument en température, de manière complexe, mais on peut dégager pour ces échantillons les traits généraux qualitatifs suivants :

- à T $\sim$ 20 K, le spectre de résonance est devenu quasiment Lorentzien (symétrisable en champ) et dans la gamme des températures supérieures (jusqu'à la plus haute température étudiée : typiquement 30 à 35 K) la phase du signal transmis est pratiquement indépendante de la température (légère variation de phase de l'ordre de 5 degrés).
- en-dessous de T $\sim$ 11.5 à 12 K, une température quasiment identique pour l'ensemble des échantillons implantés sur les 2 faces, apparaissent autour d'un pic central (lobe d'amplitude A) deux lobes (B) en-dessous de la ligne de base dont l'amplitude croît à mesure que la température diminue : dans cette gamme de basse température [2 ; 12 K] on adopte, pour la détection, un critère opérationnel de

symétrie du signal, à savoir l'égalité des lobes B ; on choisit alors la phase de la référence qui donne un signal enregistré "symétrique" en champ conformément à ce critère de symétrie : on constate que la phase ainsi définie du signal transmis varie continument en fonction de la température. D'autre part on observe, comme cela est illustré sur la figure D.3 (annexe D) pour l'échantillon AgLISI, que cette forme de raie de basse température est intrinsèquement asymétrique. A mesure que la température diminue (pour $T \lesssim 12$ K), l'évolution du spectre de résonance de ces échantillons implantés sur les 2 faces fait apparaître deux phénomènes en parallèle : une variation de phase et une variation de forme du signal transmis.

Variation de phase du signal transmis :

. La variation de la phase* du signal transmis à basse température (dans la gamme [2.2 ; 12 K]) est illustrée sur la figure (VI.1) pour l'échantillon AgAIIIS10 et sur la figure (VI.2) pour les échantillons AgLISI et AgLISIII. La variation totale de phase dans cette gamme de température est de l'ordre de 90 à 100 degrés, cet ordre de grandeur étant le même pour les différents échantillons implantés sur les 2 faces en Gd (en Gd seulement) et par suite dépendant peu de la dose d'implantation. Notons le sens de cette variation de phase, identique pour l'ensemble des échantillons implantés : lorsque la température diminue la phase du signal transmis tourne dans le sens inverse du sens trigonométrique.

- dans la gamme de température [12 ; ∿20 K] les lobes B disparaissent mais la forme de raie reste intrinsèquement asymétrique (queue en bas champ) comme cela est est illustré sur la figure D.4 (annexe D) pour l'échantillon AgLISI ; cette

---

*Remarque générale d'ordre expérimental :
Sur les figures donnant une indication sur la phase du signal transmis les données expérimentales correspondent à $T > 2.2$ K ; aux températures inférieures il est en effet difficile d'obtenir une information quantitative et physiquement pertinente sur cette phase pour la raison que nous explicitons ci-dessous : dans la gamme de température [1.5 ; 2.17 K], c.a.d. jusqu'au point λ de l'hélium, les cavités résonnantes sont complètement immergées dans l'hélium superfluide et la température désirée est obtenue par pompage sur le bain d'hélium (voir chap.IV. B) ; dans ce régime on constate expérimentalement, quelque soit l'échantillon (également pour un métal pur), que la phase de la référence qui donne le signal observé "symétrique" doit être modifiée continument en fonction du temps (l'ordre de grandeur de la variation totale de phase étant ∿ 30 degrés pour la durée de l'expérience) : cet effet doit être vraisemblablement associé à la variation de phase du champ hyperfréquence excitateur, celle-ci résultant de la variation avec le temps de la hauteur d'hélium liquide dans les guides d'onde, au-dessus des cavités (lors du pompage, la constante diélectrique du milieu se trouve modifiée et par suite le "chemin optique". Ainsi, dans le régime expérimental où l'hélium est dans les cavités, on ne peut suivre continument en température l'évolution de la phase du signal transmis (celle qui est due à la physique de l'échantillon).

asymétrie disparait progressivement lorsque la température croît et la raie devient symétrique en champ pour T ∿ 20 K. Dans cette gamme de température la phase de la référence a été choisie, continument en température, entre la valeur prise à T = 12 K et celle à T = 20 K : la variation totale de phase correspondant à cette gamme de température est de l'ordre de 8 à 15 degrés (le sens de variation étant le même qu'à basse température, pour T croissant).

c) échantillons implantés sur 1 face en Gd : AgAIIIS7, AgAIIIS9

- à partir de T ∿ 10 à 12 K, le spectre de résonance est devenu quasiment Lorentzien et symétrisable en champ et la phase du signal transmis est pratiquement indépendante de la température si ce n'est une légère variation (de l'ordre de 10 degrés) dans la gamme [20 ; ∿30 K], comme pour le métal pur.
- aux températures inférieures (T < 10 K), la forme de la raie se modifie et devient intrinsèquement asymétrique (queue en bas champ), ce caractère s'accentuant à mesure que T diminue. Pour suivre l'évolution à basse température du spectre de résonance on choisit la phase de la référence de façon à satisfaire, de la manière la plus rapprochée possible, au critère de symétrie suivant : le lieu géométrique des milieux des largeurs correspondant à différents niveaux d'amplitude (lorsqu'on coupe le signal T.E.S.R. par des parallèles à la ligne de base) se doit d'être proche d'une droite verticale (dans le cas présent ceci n'est grossièrement satisfait qu'au voisinage du maximum de la raie). On constate alors, pour ces deux échantillons implantés sur 1 face, que la variation totale de la phase du signal transmis (ainsi définie) est de l'ordre de 25 à 30 degrés dans la gamme des basses températures [2.3 ; 10 K]. Il est à noter également que lorsque T diminue cette phase du signal transmis tourne dans le sens inverse du sens trigonométrique, comme pour les échantillons implantés sur les 2 faces.

2. Position et largeur du spectre de résonance

a) Position de la raie

. Pour chacun des échantillons (implantés ou témoins de métal pur) on a déterminé la position de la raie à partir de la position en champ du maximum du pic central, la phase de la référence à la détection ayant été choisie, en fonction de la température, comme il a été indiqué précédemment. Cette position de la raie est traduite en facteur g et la figure (VI.3) illustre la variation en température de ce facteur g obtenue pour une série d'échantillons implantés sur 1 face ou sur les 2 faces et pour des échantillons témoins (nous commenterons ultérieurement

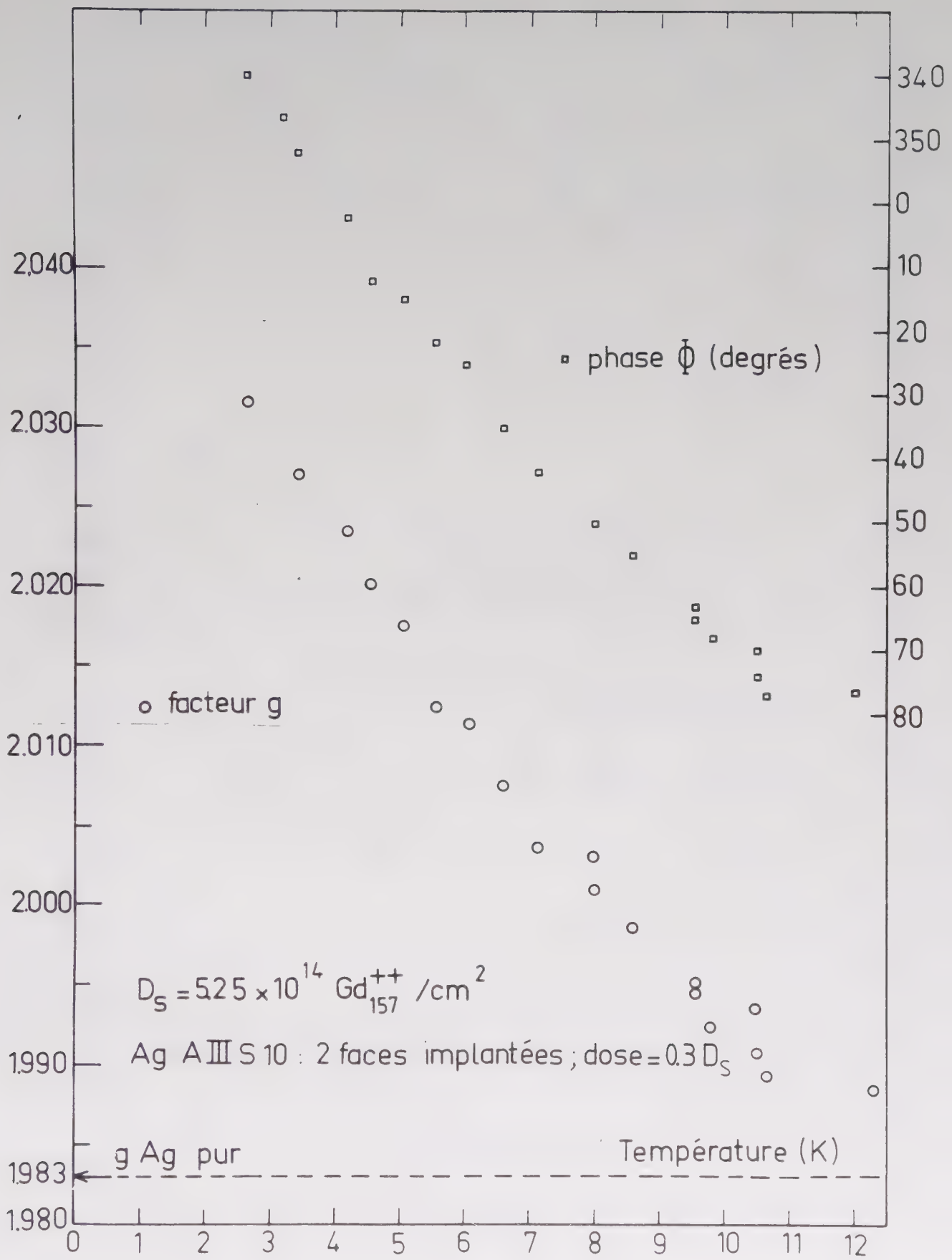


Figure VI.1 : Variation à basse température de la position de la raie(traduite en facteur g) et de la phase Φ du signal transmis(correspondant à un signal enregistré "symétrique" en champ)pour l'échantillon AgAIIIS10 implanté sur les 2 faces en Gd.

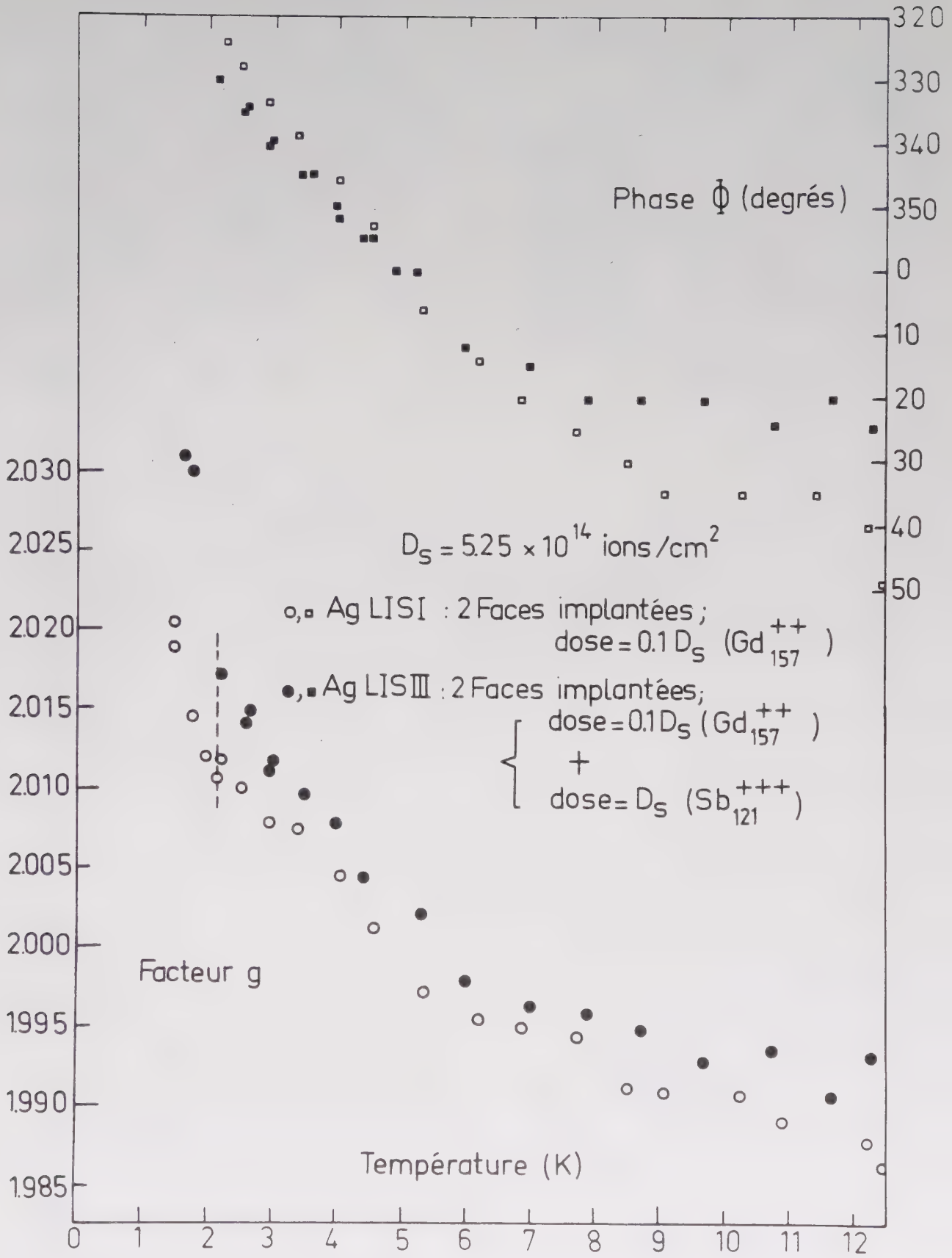


Figure VI.2: Variation à basse température de la position de la raie(traduite en facteur g) et de la phase Φ du signal transmis(correspondant à un signal enregistré "symétrique en champ)pour l'échantillon AgLISI implanté sur les 2 faces en Gd et pour son semblable, l'échantillon AgLISIII,qui a subi une implantation supplémentaire d'antimoine sur les 2 faces.

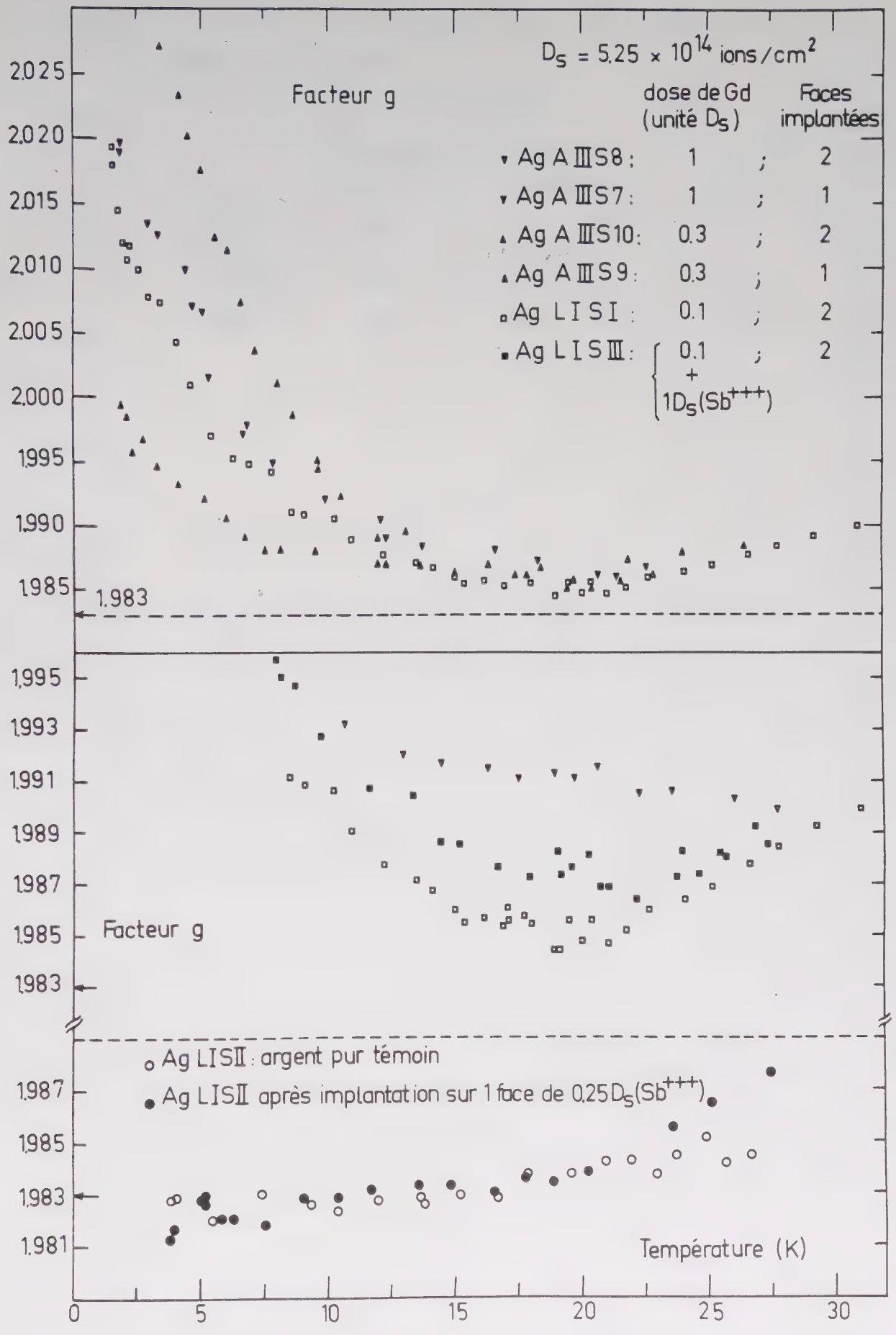


Figure VI.3 : Variation en température de la position de la raie (traduite en facteur g) pour un ensemble d'échantillons implantés en Gd et le témoin d'argent pur AgLISII.

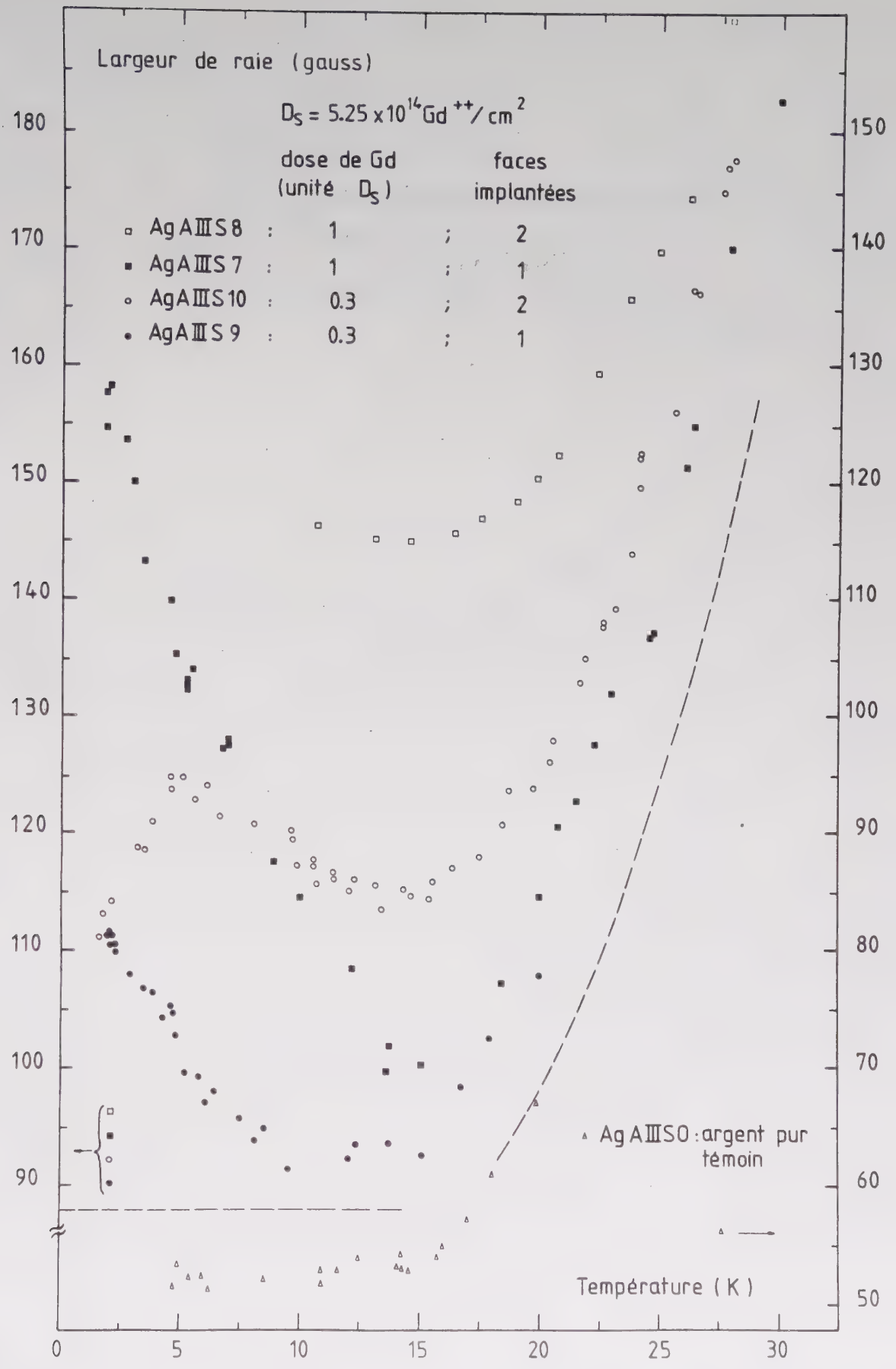


Figure VI.4 : Largeur du spectre de résonance (définie comme indiqué partie B), en fonction de la température, pour les échantillons implantés de la série AgAIII (métal pur recuit) et pour le témoin d'argent pur; pour ce dernier la courbe en pointillés représente la contribution associée aux phonons attendue à partir des résultats de la figure VI.5, prolongés à plus haute température par ceux de Shanabarger(20).

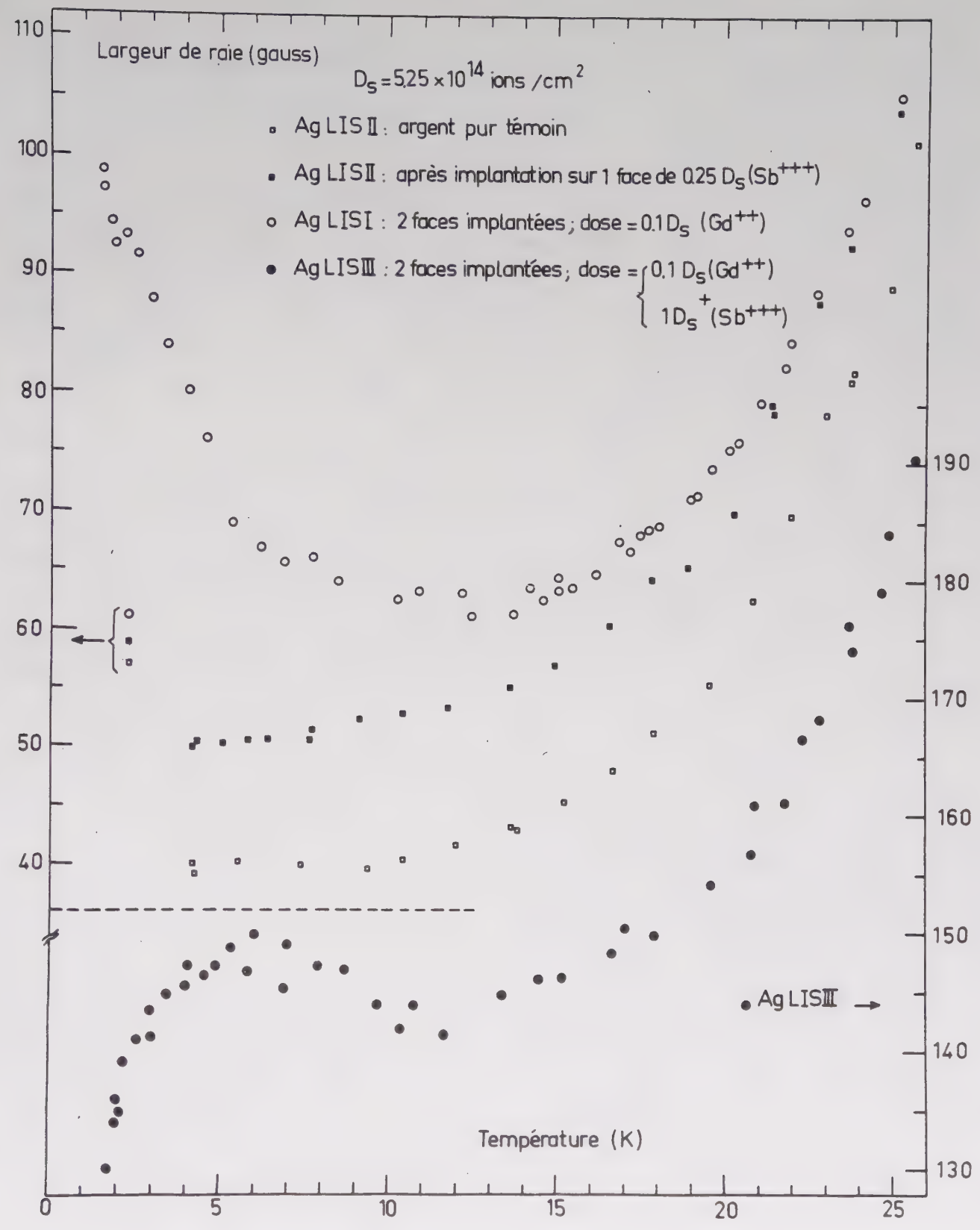


Figure VI.5 : Largeur de raie totale à A/2 (A désignant l'amplitude du lobe central situé au dessus de la ligne de base), en fonction de la température, pour les échantillons implantés de la série AgLI(métal pur laminé non recuit) et pour le témoin d'argent pur étudié, respectivement, avant et après implantation d'antimoine.

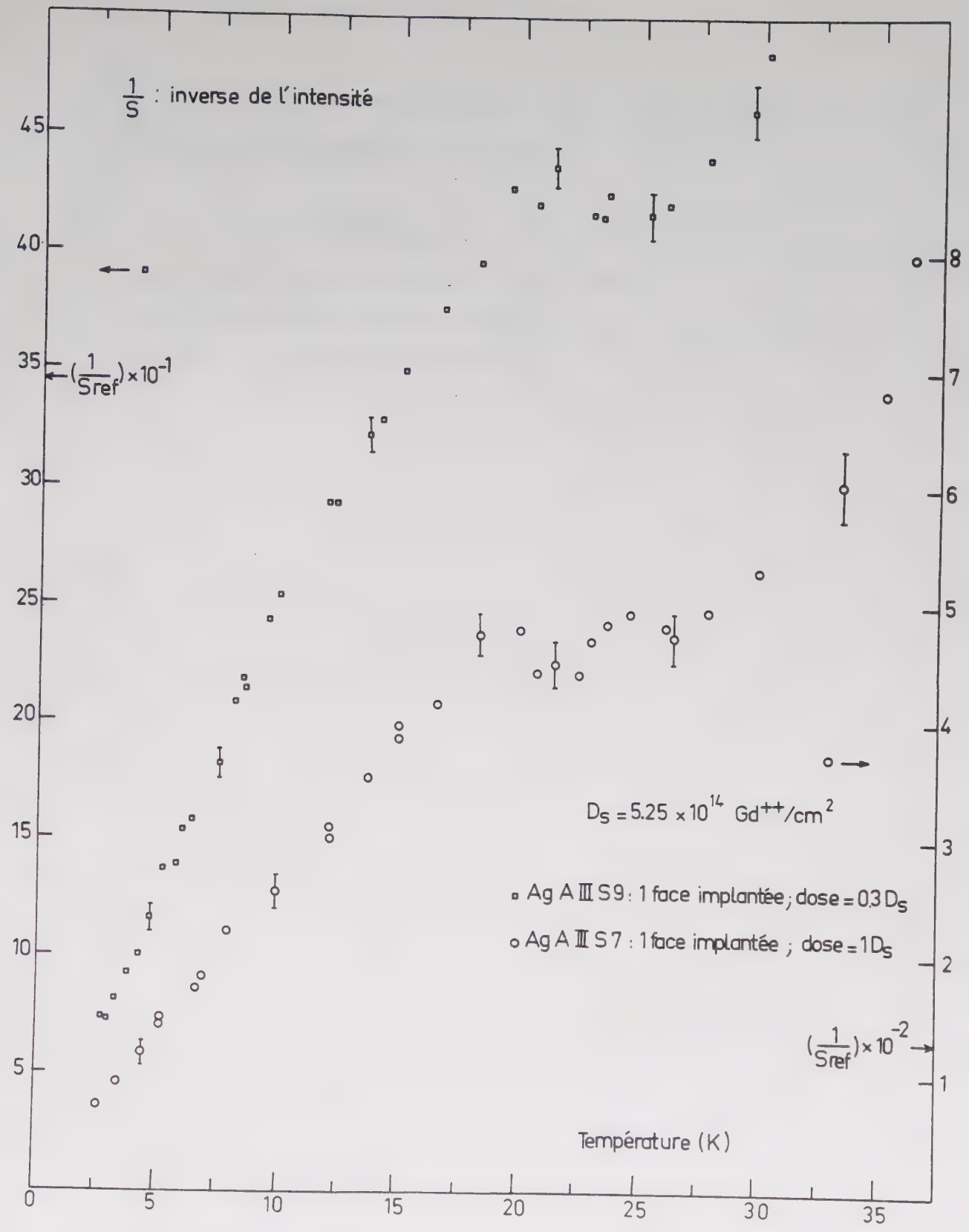


Figure VI.6 : Variation en température de 1/S pour 2 échantillons implantés en Gd sur 1 face. S représente le produit de la largeur de raie ΔH par l'amplitude A du lobe central; S_{ref} correspond à l'intensité obtenue expérimentalement pour l'argent pur témoin et permet de fixer l'échelle des ordonnées relative à chacun de ces échantillons.

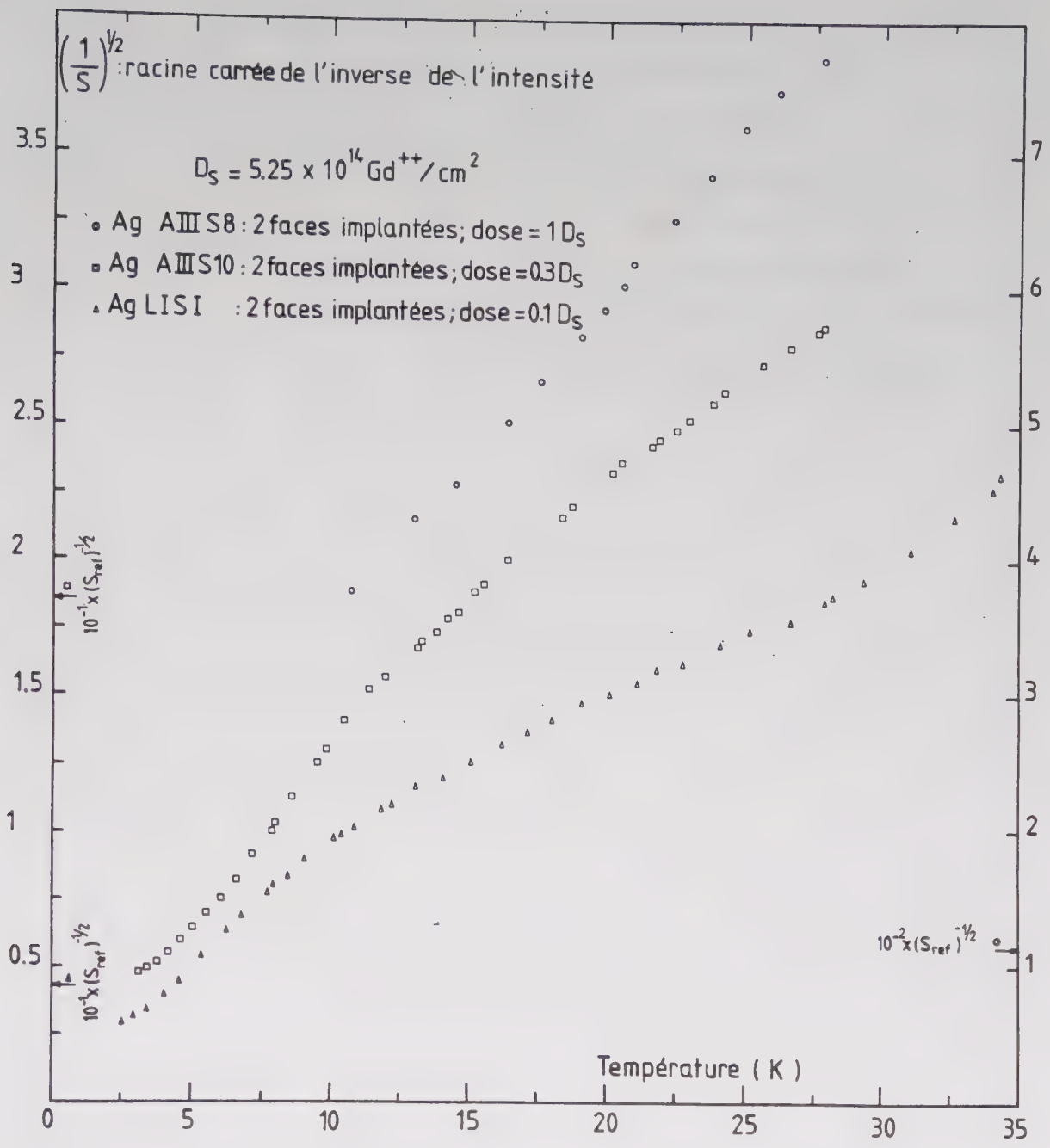


Figure VI.7 : Variation en température de la racine carrée de 1/S pour 3 échantillons implantés en Gd sur les 2 faces, à des doses différentes.
S représente le produit de la largeur de raie ΔH(prise à A/2) par l'amplitude A du lobe central situé au dessus de la ligne de base.
Pour chacun de ces échantillons S_{ref} correspond à l'intensité obtenue expérimentalement pour l'argent pur témoin et permet de fixer l'échelle des ordonnées.

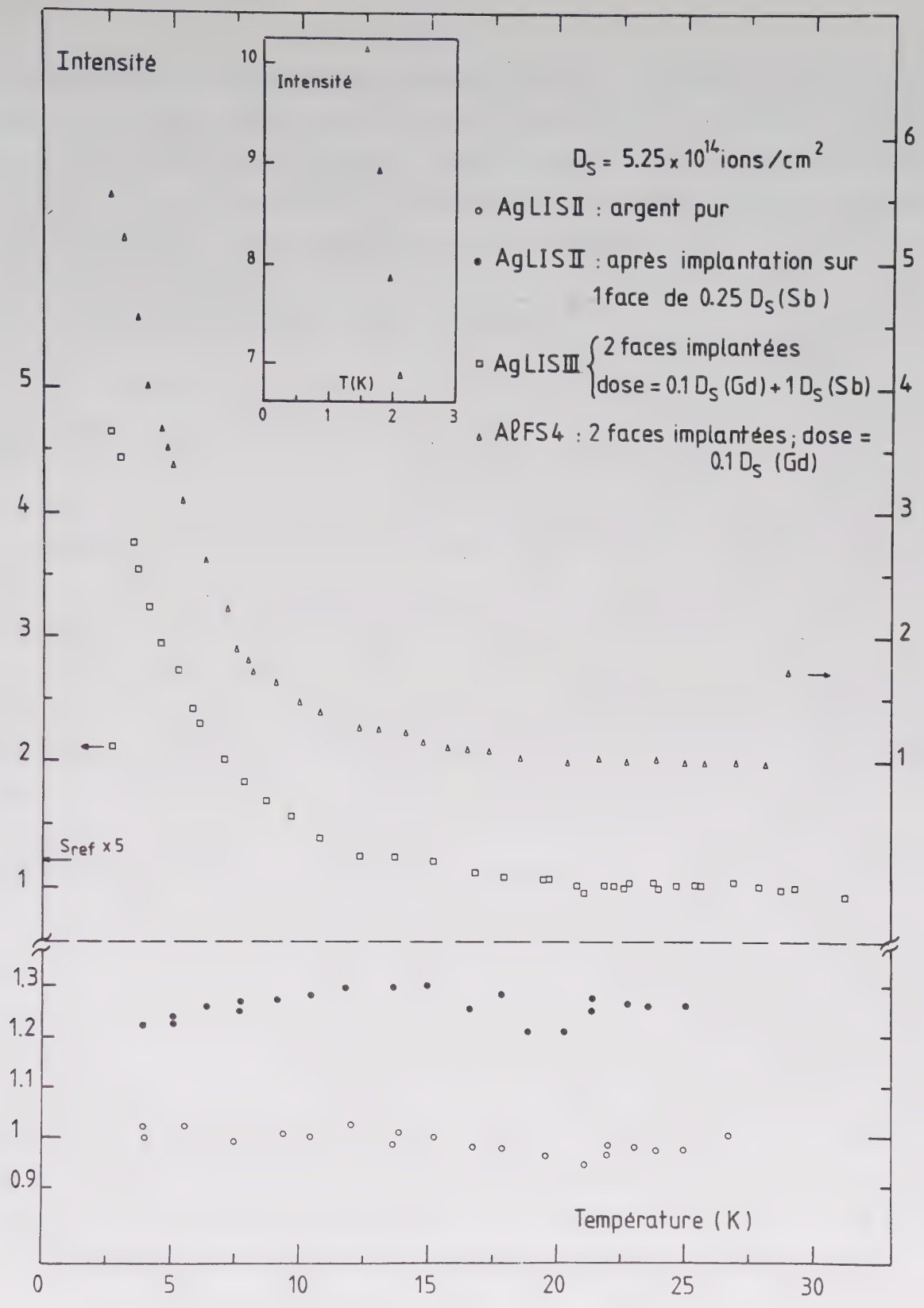


Figure VI.8 : Variation en température de S = AxΔH pour 2 échantillons implantés sur les 2 faces en Gd:l'échantillon d'argent AgLISIII et, par comparaison, l'échantillon d'aluminium AlFS4(voir partie D)
- pour ces échantillons la valeur constante trouvée pour T>20K est prise comme unité.
- l'intensité expérimentale du témoin d'argent A_gLISII est aussi indiquée: sa valeur moyenne représente S_{ref}.

ces résultats expérimentaux). Une information plus détaillée, relativement à la position de la raie, est fournie sur les figures (VI.1) et (VI.2), pour des échantillons implantés sur les 2 faces, dans la gamme des basses températures ($T \leq 12$ K). On peut noter sur ces figures la corrélation qui semble exister, en fonction de la température, entre la position du signal et sa phase.

b) largeur du spectre de résonance

La phase de la référence ayant été choisie, en fonction de la température, comme indiqué précédemment on extrait, pour l'ensemble des échantillons étudiés, l'information suivante, relative à la largeur du spectre de résonance : à partir du spectre observé on détermine la largeur de raie totale à $\frac{A}{2}$ (A désignant uniformément, pour l'ensemble des échantillons, l'amplitude du lobe central situé au dessus de la ligne de base). Pour une forme de raie Lorentzienne cette quantité correspond à celle considérée jusqu'à présent.

. Cette largeur de raie (déterminée comme indiqué ci-dessus) est portée en fonction de la température sur la figure (VI.4) pour les échantillons de la série AgAIII (métal pur recuit) et sur la figure (VI.5) pour les échantillons de la série AgLI (métal pur laminé non recuit).

3. Information relative à l'intensité du signal

. La phase de la référence ayant été choisie, en fonction de la température, comme indiqué précédemment on extrait, pour l'ensemble des échantillons étudiés, une information liée à l'intensité du signal de résonance, de la manière suivante : ayant déterminé, à partir du spectre observé, la largeur de raie totale ΔH à $\frac{A}{2}$ (voir plus haut) et l'amplitude A (au maximum du lobe central, situé au dessus de la ligne de base) on définit expérimentalement une quantité S par : $S = A \times \Delta H$. Pour le métal pur, de forme de raie Lorentzienne, cette quantité S correspond à celle considérée jusqu'à présent et représente l'intensité du signal de résonance. Pour les échantillons implantés en Gd dont la forme de raie change à basse température (surtout pour les échantillons implantés sur les 2 faces) cette quantité S a une signification plus complexe : cependant, pour $T \gtrsim 12$ K, dans la mesure où la forme de raie tend alors vers une Lorentzienne (voir plus haut), on peut considérer qu'elle est susceptible de nous fournir une mesure plus adéquate de la véritable intensité du signal de résonance. Une information sur la variation en température de S est donnée, pour différents échantillons, dans les figures (VI.6), (VI.7), (VI.8) :

- sur la figure (VI.6) : on a porté la variation de $(\frac{1}{S})$ avec la température pour 2 échantillons implantés sur 1 face.

- sur la figure (VI.7) : on a porté la variation de $(\frac{1}{S})^{1/2}$ avec la température pour 3 échantillons implantés sur les 2 faces (correspondants aux trois doses étudiées) ; à basse température on a donné également la variation avec T de cette quantité à titre indicatif et par continuité (voir remarque précédente). La raison du choix de telles représentations apparaitra ultérieurement.
- sur la figure (VI.8) : on a porté simplement la variation de S avec la température pour l'échantillon AgLISIII et l'échantillon de métal pur témoin AgLISII (avant et après implantation d'antimoine).

C. INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ; COMPARAISON AU MODELE THEORIQUE

1. Signaux en réflexion : résultats expérimentaux et interprétation

a) description des signaux observés en réflexion

. Nous allons tout d'abord, ci-dessous, rendre compte des résultats obtenus en résonance par réflexion sur les échantillons d'argent implantés sur 1 face en Gd (AgAIIIS9 et AgAIIIS7) : ces expériences de réflexion (ainsi que toutes celles dont il sera fait mention dans ce présent travail) ont été réalisées avec la collaboration de G.Alquié et A.Kreisler sur leur spectromètre (10.9 GHz) à Paris ; les détails relatifs au fonctionnement de ce spectromètre (détection super hétérodyne) sont présentés dans la thèse de G.Alquié (48).

. Pour les 2 échantillons cités ci-dessus on obtient, respectivement, les résultats suivants :

- Pour l'échantillon implanté AgAIIIS9 (1 face ; dose : 0.3 D_s) le spectre de résonance obtenu en réflexion se compose, à basse température, de deux raies comme cela est clairement illustré sur la figure D.5 (annexe D). Le champ statique étant modulé, la quantité mesurée dans une telle expérience correspond à la dérivée de la puissance absorbée par rapport au champ statique (la bobine de modulation (fréquence $\sim$ 300 Hz) est placée sur une des parois de la cavité, à proximité immédiate de l'échantillon, ce montage permettant de réduire très notablement le signal parasite dû, à basse température, aux parois de la cavité).

. Ces deux raies sont bien résolues à très basse température (T $\sim$ 1.6 K) :

- la 1^e raie, en bas champ, a une position (déterminée par l'intersection avec la ligne de base) correspondant à un facteur g $\simeq$ 2.085 $\pm$ 0.01 ; son amplitude (et sa visibilité par rapport à l'autre raie) diminue rapidement à mesure que la température augmente, sa largeur de raie croissant avec la température (notablement

à partir de 3 K) : cette largeur de raie, si on la caractérise par la largeur à mi-hauteur du lobe "A", est de l'ordre de 200 gauss à T = 1.6 K.

- la 2e raie, en plus haut champ, a une position correspondant à un facteur g voisin de 2 ; sa largeur de raie (plus étroite que celle de la raie en bas champ) diminue lorsque la température augmente ; cette raie domine largement le spectre de résonance observé pour des températures supérieures à T ∿ 4 à 5 K.

- Pour l'échantillon implanté AgAIIIS7 (1 face ; dose 1 D_s) on peut également déceler, sur le spectre de résonance observé à très basse température (T ∿ 1.6 K), la présence d'une raie en bas champ : cependant cette raie est beaucoup moins visible que dans l'échantillon précédent (AgAIIIS9) et vient essentiellement modifier les ailes d'une raie principale, étroite, dont la position correspond à un facteur g de l'ordre de 2. Dès que la température augmente (T > à quelques K) le spectre observé peut être décrit uniquement en terme de cette raie étroite (g ≃ 2), dont la largeur de raie pic à pic décroît avec T croissant (jusqu'à T ∿ 15 K) comme pour l'échantillon précédent.

b) Signaux en réflexion : interprétation et description théorique des spectres

. Comment peut-on interpréter la présence de ces deux raies sur le spectre de résonance observé en réflexion pour les échantillons d'argent implantés en Gd (tel qu'on l'a décrit ci-dessus) ?

- Ces deux raies ont la même origine physique que celles qui sont observées (49) sur le spectre en réflexion d'alliages homogènes dilués d'AgGd et qui correspondent aux deux sources de signal observables en réflexion sur un alliage homogène comme nous l'avons discuté en détail au chap.II (D.2. paragraphe b) (pour un alliage homogène ($\delta_{eff} >> \delta$) ces deux contributions résonnantes correspondent respectivement au terme I et au terme IV de l'impédance Z^{in} (II.61)) :

- la 1e contribution (raie en bas champ (g ∿ 2.09) dans le spectre de réflexion) est associée aux impuretés fixes dans l'épaisseur de peau et excitées point par point par le champ hyperfréquence.

- la 2e contribution (raie en haut champ) est associée à la diffusion des électrons de conduction au sein de l'échantillon et correspond à une source de signal exactement de même origine que celle du signal transmis (c'est l'unique source de signal de résonance, réfléchi ou transmis, dans le cas d'un métal pur ou d'un échantillon bimétallique).

- On décrit théoriquement ci-dessous (sur l'impédance appropriée) les expressions qui rendent compte de ces deux contributions résonnantes dans le cas des échantil-

lons implantés sur 1 face :

. Supposant la couche implantée située sur la face (0), on revient à l'expression de l'impédance $Z^{in}(0)$ (voir chap.III) servant à décrire le spectre de résonance observable en réflexion pour un échantillon bimétallique (A,B) en réponse à une excitation hyperfréquence sur cette face. Cette impédance $Z^{in}(0)$ était donnée par :

$$Z^{in}(0) = Z_o^{in}(0)\left[1 - \frac{\beta_1}{\beta_2} + i\omega \frac{[N]}{[R]}\right] \qquad \text{(III.58)}$$

avec pour signification des différentes quantités celle donnée au chap.III(A.2.c)).

b.1. Alliages implantés : contribution associée aux impuretés fixes dans l'épaisseur de peau

. Dans (III.58), l'impédance $Z_o^{in}(0)$ ne dépend que des modes courant dans A et B ; dans le cas où le métal A est mince pour le mode courant (ce qui est le cas à considérer ici car l'alliage de la couche implantée est mince pour le mode courant (voir justification ultérieure)) l'expression de $Z_o^{in}(0)$ est donnée par :

$$Z_o^{in}(0) = \frac{\overline{k}_1}{\sigma_B} \frac{\left[1 + d_A \overline{k}_1 \frac{\sigma_B Q_1}{\sigma_A \overline{Q}_1}\right]}{\left[1 + d_A \overline{k}_1 \frac{\sigma_A}{\sigma_B}\right]} \qquad \text{(III.60)}$$

Remplaçant les paramètres du métal A par ceux de la couche implantée (métal effectif i) et les paramètres du métal B par ceux de la partie métal pur de l'échantillon (métal p), il vient :

- au dénominateur : la quantité $(1 + \frac{\sigma_i}{\sigma_p} d_i \overline{k}_1)$ est la même que celle qui intervient dans (V.49), elle est décrite par : $(1 + \varepsilon_{ip})$ où $\varepsilon_{ip} = (1+i) \frac{\delta_p}{\delta_i} \frac{d_i}{\delta_i}$ (V.53) (le module de ε_{ip} est inférieur à 1 car la couche implantée est mince pour le mode courant ($d_i < \delta_i$) et que d'autre part $\delta_p < \delta_i$).

- au numérateur : on remplace en particulier Q_1, le carré du vecteur d'onde du mode courant, par son expression appropriée pour l'alliage de la couche implantée et il suffit de considérer Q_1^o (mode courant non couplé au mode spin) dont l'expression est donnée par :

$$Q_1^o = Q_{c\ell}\left[1 + K - \frac{K_d \eta_d}{\Omega_d}\right] \qquad \text{(II.42)}$$

soit explicitée pour la forme 2 de destination de la relaxation :

$$Q_1^o = \frac{2i}{\delta_i^2}\left[1 + \chi_s^o + \chi_d^o - \frac{i\omega\chi_d^o}{\left[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega - \omega_d')\right]}\right] \qquad \text{(B.93)}$$

c.a.d. contenant une contribution résonnante associée aux impuretés magnétiques dont les paramètres de résonance sont donnés par :

$$\begin{cases} \text{(B.90)}\ \omega'_d = \omega_d(1 + \lambda\chi_s^o) & : \text{fréquence de résonance des ions déplacée par échange} \\ \text{(B.91)}\ \dfrac{1}{\tau_d} = \dfrac{1}{T_{d\ell}} + \dfrac{1}{T_{ds}} & : \text{taux de relaxation des impuretés dominé par le taux de Korringa } (1/T_{ds}) \text{ associé à l'échange} \end{cases}$$

Pour l'échantillon implanté on aura ainsi pour $Z_o^{in}(0)$ l'expression suivante :

$$Z_o^{in}(0) = \frac{\bar{k}_1}{\sigma_p} \frac{\left[(1+d_i\bar{k}_1) - d_i\bar{k}_1 \dfrac{K_d\eta_d}{\Omega_d}\right]}{(1+\varepsilon_{ip})} \qquad \text{(VI.1)}$$

et par suite pour la partie résonnante, dépendante du spin, de cette impédance :

$$\left[Z_o^{in}(0)\right]_{rés} = \frac{d_i\bar{k}_1^2}{\sigma_p(1+\varepsilon_{ip})}\left(-\frac{K_d\eta_d}{\Omega_d}\right) = \frac{2d_i}{\sigma_p\delta_p^2}\frac{\omega\chi_d^o}{\Omega_d}\frac{1}{(1+\varepsilon_{ip})} \qquad \text{(VI.2)}$$

où on a tenu compte de $\bar{k}_1^2 = \dfrac{2i}{\delta_p^2}$ et où Ω_d désigne le terme résonnant Lorentzien :
$\Omega_d = \dfrac{1}{\tau_d} + i(\omega-\omega'_d)$ (VI.3).

. Cette contribution résonnante associée aux impuretés dans l'épaisseur de peau est de même nature que dans un alliage homogène et correspond à une Lorentzienne centrée à ω'_d (B.90), c.a.d. à la fréquence de résonance des ions déplacée par échange ; la différence qui est à noter par rapport à l'alliage homogène (chap. II) porte sur la phase de l'impédance (VI.2) et résulte de la différence des hypothèses relatives à la propagation du mode courant :

- pour l'alliage implanté, dans (VI.2) le facteur multiplicatif de la Lorentzienne $(\omega\chi_d^o/\Omega_d)$ a une phase déterminée par celle de $1/(1+\varepsilon_{ip})$ c.a.d. légèrement inférieureà 0 degré (étant donné l'ordre de grandeur de ε_{ip} (V.53)) ce qui correspond* pour le signal détecté à un A/B légèrement supérieur à 1 (pour un métal mince pour le mode courant (A.53) la phase est nulle et le A/B est égal à 1).

---

*Considérons la Lorentzienne : $F_\varphi(x) = e^{i\varphi}\dfrac{(1-ix)}{(1+x^2)}$ où le paramètre résonnant est $x = T(\omega-\gamma H)$ et qui possède un facteur multiplicatif de phase φ : nous avons étudié formellement la partie réelle de la dérivée de cette fonction par rapport au champ statique : $\mathrm{Re}\left(\dfrac{dF_\varphi}{dH}\right)$, quantité qui correspond au signal détecté dans une expérience de réflexion. La forme de raie qui en résulte et ses différentes caractéristiques (rapport A/B, etc...) dépendent uniquement de la phase φ et nous avons tabulé les différentes caractéristiques de la raie en fonction de ce paramètre φ.

- pour un alliage homogène épais pour le mode courant, le facteur multiplicatif de la Lorentzienne (voir terme I de Z^{in} (II.61)) a une phase donnée par celle de $(-i)(i)^{1/2}$, c.a.d. égale à (-45) degrés ce qui correspond pour le signal détecté à un A/B égal à 2.55.

On interprète ainsi, en terme de la contribution résonnante (VI.2) associée aux impuretés dans l'épaisseur de peau, la raie observée en bas champ sur le spectre en réflexion de l'échantillon implanté AgAIIIS9 (le fait que sur le spectre expérimental D.5 le A/B apparent correspondant à cette raie soit de l'ordre de 2 résulte d'un effet de superposition des 2 raies : on verra, pour cette raie associée aux moments localisés, que le signal en réflexion d'Er implanté dans l'argent a un A/B voisin de 1.2 (chap.VII). De la position de cette raie on tire une information sur $g'_d = g_d(1 + \lambda\chi^o_s)$, c.a.d. le facteur g déplacé par échange des Gd implantés : on trouve $g'_d \simeq 2.085 \pm 0.01$, c'est-à-dire une valeur conforme à celle trouvée ($g'_d = 2.09 \pm 0.01$) par Oseroff et al. (49) pour les impuretés de Gd d'alliages homogènes dilués d'AgGd.

. L'élargissement observé de cette raie de résonance avec la température est à associer (suivant (B.91)) à la croissance avec T du taux de Korringa des impuretés; des spectres observés à basse température pour l'échantillon AgAIIIS9 on peut tirer une information grossière sur la largeur de raie résiduelle des impuretés implantées : $1/\gamma T_{d\ell}$ est de l'ordre d'une centaine de gauss (ordre de grandeur qui semble indiquer, par comparaison à l'alliage homogène, un effet dû aux défauts créés par l'implantation).

b.2. Alliages implantés : contribution associée à la diffusion des électrons de conduction au sein de l'échantillon

On explicite ci-dessous, dans le spectre observable en réflexion sur un alliage implanté sur 1 face, la contribution résonnante associée à la diffusion des électrons de conduction au sein de l'échantillon. Pour cela on se place dans le cadre d'hypothèses suivant, approprié au cas des échantillons implantés :

- la couche implantée est mince pour le mode courant et pour le mode spin (avec $\delta < \delta_{eff}$)
- le métal p (partie métal pur) est épais pour le mode courant et mince pour le mode spin.

. Dans ces conditions, la partie résonnante de $Z^{in}(0)$ (III.58) associée à la diffusion des électrons de conduction est décrite par (III.62), expression dans laquelle on n'a gardé que les termes dominant ici (proportionnels à $(\chi_A/\beta_2)^2$) et dans laquelle on substitue ci-dessous les paramètres des métaux A et B par ceux,

respectivement, de la couche implantée et du métal pur (ci-dessous : l'indice p caractérise la partie métal pur de l'échantillon implanté, les indices s et d sont relatifs, respectivement, aux électrons de conduction et aux moments localisés de la couche implantée (métal effectif i)). Il vient :

$$Z^{in}_{diff}(0) = \frac{-i\omega}{\sigma_p}\left[\chi^o_s(K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d})\right]^2 \frac{1}{[R]} \frac{(1 + [1+d_i\bar{k}_1]^2)}{\left[1 + \frac{\sigma_i}{\sigma_p} d_i\bar{k}_1\right]^2} \qquad (VI.4)$$

- au numérateur : le facteur $\chi^o_s(K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d})$ est explicité, pour la forme 2 de destination de la relaxation, par :

$$\chi^o_s\left[1 + \frac{\gamma_s\chi^o_d}{\gamma_d\chi^o_s} \frac{\frac{1}{T_{ds}}(1-i\omega_d\tau_{ex})}{\left[\frac{1}{\tau_d}+i(\omega-\omega'_d)\right]}\right] \qquad (VI.5)$$

il apparait au carré dans (VI.4) car l'excitation et la réémission hyperfréquence ont lieu sur la même face (0).

- le dénominateur résonnant [R] (le même qu'en transmission) est donné par :

$$[R] = d_i\chi^o_s D_s Q^o_2 + d_p\chi_p\Omega_p \qquad (III.79)$$

le dernier facteur dans (VI.4) rend compte des hypothèses faites sur la propagation du mode courant dans les 2 métaux : il agit sur l'amplitude et la phase de l'impédance ; tenant compte de $\bar{k}_1 = \frac{(2i)^{1/2}}{\delta_p}$, il est décrit par :

(VI.6) $\dfrac{\left[1 + 2(1 + \frac{d_i}{\delta_p})(1 + i\frac{d_i}{\delta_p})\right]}{(1 + \varepsilon_{ip})^2}$ où ε_{ip} est donné par : $\varepsilon_{ip} = (1+i)\frac{\delta_p}{\delta_i}\frac{d_i}{\delta_i}$ (V.53)

. Le signal qui résulte de (VI.4), associé à la diffusion des électrons de conduction au sein de l'échantillon, est susceptible de rendre compte de la raie étroite (centrée autour de g voisin de 2) observée en réflexion sur les échantillons implantés AgAIIIS9 et AgAIIIS7 (voir plus haut). Pour cette source de signal nous n'avons pas entrepris une comparaison détaillée à l'expérience, une telle comparaison s'avérant d'autant plus délicate que le spectre en réflexion est constitué par la superposition de deux raies. Cette source de signal réfléchi ayant la même origine physique que le signal observé en transmission nous avons porté essentiellement notre effort sur la compréhension du signal transmis (voir plus bas). A suffisamment haute température le spectre observé en réflexion devient plus simple (raie unique) : la variation en température de l'intensité du signal est alors conforme à la prédiction simple que l'on peut faire dans ce régime à partir de (VI.4) (voir commentaire ultérieur).

2. INTERPRETATION DES EXPERIENCES DE TRANSMISSION

a) Conditions d'application du modèle à 2 (ou 3) métaux pour les échantillons implantés en Gd

. Comme on l'a vu le champ transmis est donné, en terme de l'impédance Z^{out}, par l'expression :

$$h_t = \frac{2\pi}{\lambda \mu_o \omega} Z^{out} h(0) \qquad (V.2)$$

a.1. argent pur témoin

Comme pour le cuivre pur, chaque échantillon d'argent est épais pour le mode courant ($\ell >> \delta$) et d'autre part mince pour le mode spin : $\ell << \delta_{eff}$ (compte tenu de l'épaisseur $\ell \simeq 25$ µ, ceci sera valable dans la gamme de température étudiée $T \lesssim 30$ K) ; ainsi, à 4.2 K, pour l'argent témoin de la série AgAIII (rapport de résistivité 565 et $1/\gamma T_p \sim 26$ gauss) la longueur de diffusion de spin $\delta_{eff} \sim 250$ µ. La forme de raie du métal pur est alors Lorentzienne comme indiqué par l'expression de Z^{out} (V.4).

a.2. échantillons d'argent implantés en Gd

Pour ces échantillons implantés en Gd on se trouve dans les mêmes conditions d'application du modèle (à 2 ou 3 métaux) que pour les échantillons de cuivre implantés en Mn : étant donné la faible épaisseur d_i de la couche implantée, celle-ci est mince pour le mode spin et également mince pour le mode courant ; justifions ces points en donnant l'ordre de grandeur de δ et δ_{eff} de l'alliage d'AgGd de la couche implantée pour les concentrations locales ($\bar{c}$) considérées :

- prenant pour résistivité du Gd dans l'Ag (50) $\rho = 7$ µΩcm/%, à 9.2 GHz, l'épaisseur de peau classique δ est respectivement de 1940, 3350, 6120 Å pour les concentrations moyennes locales $\bar{c}$ respectivement de 194, 582, 1940 ppm.

- on peut estimer la longueur de diffusion de spin δ_{eff} : dans le cas présent (régime dynamique de couplage fort dans la couche implantée) celle-ci est décrite grossièrement par $\delta^2_{eff} = 2D_{eff}T_{eff}$ où le coefficient de diffusion

$D_{eff} = \dfrac{D_s^{All}}{(1 + \chi_d^o/\chi_s^o)}$ est réduit par la susceptibilité des moments localisés et où T_{eff} correspond à la solution de couplage fort (voir expression de Q_2^o (II.63)). Ainsi, pour une concentration locale de 580 ppm par exemple, on aura $\delta_{eff} \sim 1$ µ à 4 K (ayant pris $\dfrac{1}{\gamma T_{eff}} \simeq \dfrac{1}{\gamma T_{d\ell}} \sim 100$ gauss) cette longueur de diffusion de spin croissant avec la température (puisque χ_d^o diminue).

Revenons alors à la discussion de l'impédance Z^{out} et du champ transmis pour les échantillons implantés (sur 1 ou 2 faces) : cette discussion a été développée de manière détaillée au chap.V à propos des échantillons de cuivre implantés en Mn et on va simplement dégager ci-dessous les points importants à considérer pour le système AgGd.

. L'expression de Z^{out} s'écrit sous la forme synthétique suivante :

$$Z^{out} = i\omega \frac{E(0)E(\ell)}{[R]} \qquad (VI.6)$$

où $E(0)$ et $E(\ell)$ sont des facteurs traduisant, respectivement, l'excitation hyperfréquence sur la face (0) et la réémission sur la face (ℓ) et où la quantité [R] est associée à la diffusion de spin dans chacun des "métaux" de l'échantillon.

1) numérateur de Z^{out}

- échantillon implanté sur 1 face : considérant la couche implantée située sur la face (0), $E(\ell)$ est décrit par (III.76) et $E(0)$ par (III.77) ; dans $E(0)$ le terme d'excitation des électrons de conduction dans l'alliage de la couche implantée est proportionnel à $\chi_s^o(K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d})$ c.a.d. possède un caractère résonnant. On va décrire cette quantité par χ_i^*, soit :

$$\chi_i^* = \chi_s^o(K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d}) = \chi_s^o\left[1 + \frac{\gamma_s \chi_d^o}{\gamma_d \chi_s^o} \frac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega_d \tau_{ex})}{\left[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega - \omega'_d)\right]}\right] \qquad (VI.7)$$

où dans le second membre on a explicité cette quantité pour la forme 2 de destination de la relaxation.

. Pour le CuMn (chap.V) nous avions fait l'approximation de prendre égal à 1 le facteur $\frac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega_d \tau_{ex})}{\left[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega - \omega'_d)\right]}$ (V.6), la susceptibilité χ_i^* (VI.7) précédente se réduisant alors à la susceptibilité statique χ_i (V.8), égale à la susceptibilité statique totale du système moments localisés-électrons de conduction. Cette approximation se trouvait justifiée (à partir d'une température caractéristique) étant donné, pour ce système, l'ordre de grandeur de l'échange et du taux de Korringa (comparé à $\frac{1}{T_{d\ell}}$).

. Pour l'AgGd, par contre, on doit considérer pleinement le caractère résonnant de $\chi_i^* = \chi_i^*(H)$ tel qu'il est décrit par (VI.7) et ceci dans une large gamme de basses températures (on va préciser ci-dessous la grandeur des différents paramètres associés à l'échange dans (VI.7) et celle de la largeur de raie résiduelle des impuretés de Gd implantées).

- échantillon implanté sur les 2 faces : $E(0) = E(\ell)$ et, par suite, il apparait au numérateur de Z^{out} la fonction résonnante X_i^* au carré.

2) dénominateur de Z^{out}

- échantillon implanté sur 1 face

Chacun des 2 "métaux" de l'échantillon implanté étant mince pour le mode spin, [R] est décrit par (III.79) soit :

$$[R] = d_i \chi_s^o D_s Q_2^o + d_p \chi_p \Omega_p \qquad (VI.8)$$

où $\Omega_p = \frac{1}{T_p} + i(\omega - \omega_p)$ est le terme résonnant Lorentzien du métal pur.

[l'indice p caractérise la partie métal pur de l'échantillon implanté et comme précédemment les indices s et d sont relatifs, respectivement, aux électrons de conduction et aux moments localisés* de la couche implantée (métal "effectif" i)].

. Le régime dynamique de spins d'un alliage dilué d'AgGd est de couplage fort (49,50) (le critère de couplage fort (B.17) étant essentiellement assuré, à basse température, par le fait que le rapport du taux de relaxation d'Overhauser $\frac{1}{T_{sd}}$ à celui de spin-réseau $\frac{1}{T_{s\ell}}$ est notablement supérieur à 1 : on donnera ci-dessous la valeur des différents paramètres de résonance relatifs au système AgGd que l'on peut déduire des expériences (49,50,51) effectuées sur des alliages homogènes dilués).

Par suite on va décrire la relation de dispersion du mode spin de l'alliage de la couche implantée par l'expression suivante (expression approchée valable au voisinage de $\omega = \omega_2$), selon (II.63) :

$$Q_2^o(H) = \frac{1}{D_s}\left[1 + \frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right]\left[\frac{1}{T_2} + i(\omega - \omega_2)\right] \frac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega\tau_{ex})}{\frac{1}{\tau_d} + i(\omega - \omega_d')} \qquad (VI.9)$$

où $\frac{1}{T_2}$ et ω_2 désignent, respectivement, le taux de relaxation et la fréquence de résonance correspondant à la fréquence propre $\tilde{\omega}_2$ (B.30) de l'alliage.

. Pour l'AgGd on doit cette fois prendre pleinement en compte dans (VI.9) la modification apportée par le dernier facteur (c'est le même facteur que (V.6) qui apparait dans l'excitation) ; dans le taux de relaxation des impuretés $\frac{1}{\tau_d} = \frac{1}{T_{d\ell}} + \frac{1}{T_{ds}}$ le taux de relaxation de Korringa $\frac{1}{T_{ds}}$ sera du même ordre de grandeur, à basse température, que le taux $\frac{1}{T_{d\ell}}$ résiduel des Gd implantés.

- échantillon implanté sur les 2 faces

Etant données les doses d'implantation utilisées et l'épaisseur (∿ 25 μ) des échantillons implantés on pourrait voir que dans [R] (III.80) le critère (III.81) qui rend négligeable le dernier terme par rapport aux précédents est satisfait et par suite le dénominateur résonnant sera décrit par :

$$[R] = 2d_i\chi_s^o D_s Q_2^o + d_p \chi_p \Omega_p \qquad (VI.10)$$

Champ transmis h_t :

. Il résulte des considérations précédentes que, pour les échantillons d'argent implantés en Gd, le champ transmis sera donné par (V.52) pour une implantation sur 1 face et par (V.57) pour une implantation sur les 2 faces (voir chap.V), expressions dans lesquelles :

- au numérateur : on remplace χ_i par χ_i^* (VI.7)
- au dénominateur : [R] est décrit, respectivement, par (VI.8) pour une implantation sur 1 face et par (VI.10) pour une implantation sur les 2 faces, la relation de dispersion du mode spin de l'alliage de la couche implantée étant donnée par (VI.9).

b) Simulation théorique des spectres transmis et comparaison à l'expérience

Pour les échantillons d'argent implantés en Gd (sur 1 face ou sur les 2 faces) nous avons comparé les spectres observés expérimentalement en transmission (dont nous avons décrit les principales caractéristiques dans la partie B) avec les spectres attendus théoriquement pour ces échantillons à partir de l'expression du champ transmis que nous venons de discuter : on rend compte ci-dessous des résultats de cette comparaison après avoir indiqué la méthode suivie et les valeurs prises pour les différents paramètres physiques mis en jeu.

. Dans les expressions (V.52) et (V.57) du champ transmis on néglige $\delta_p \chi_p$ devant $|d_i\chi_i^*|$, c'est-à-dire que pour chaque face implantée on néglige la contribution à l'excitation provenant de la partie métal pur de l'échantillon par rapport à celle associée à la couche implantée qui est largement dominante à basse température (pour les concentrations locales en impuretés considérées $\chi_d^o/\chi_s^o \gg 1$). D'autre part on élimine de ces expressions les facteurs multiplicatifs constants en température et indépendants du champ (on ne cherche pas à décrire la phase absolue du signal transmis mais à suivre l'évolution du spectre avec la température et en particulier la variation relative de la phase de ce signal). Par suite, pour simu-

ler les spectres de résonance, on s'intéresse essentiellement aux expressions suivantes pour le champ transmis :

- échantillon implanté sur 1 face : à partir de (V.52), le champ transmis sera alors décrit par la fonction :

$$F_1(H) = \frac{\omega d_i \chi_i^*(H)}{[d_i \chi_s^o D_s Q_2^o + d_p \chi_p \Omega_p]} \qquad (VI.11)$$

- échantillon implanté sur les 2 faces : à partir de (V.57), le champ transmis sera décrit par :

$$F_2(H) = \frac{\omega \quad [d_i \chi_i^*(H)]^2}{d_i \chi_s^o \, [2 d_i \chi_s^o D_s Q_2^o + d_p \chi_p \Omega_p]} \qquad (VI.12)$$

où dans les expressions précédentes on a χ_i^* (VI.7) et Q_2^o (VI.9).

- métal pur : à titre de comparaison, à partir de (V.43), le champ transmis du métal pur peut être simplement décrit par :

$$F_o(H) = \frac{\omega T_p}{[1 + i T_p (\omega - \gamma_p H)]} \qquad (VI.13)$$

b.1. Simulation théorique des spectres transmis : valeurs prises pour les différents paramètres et justification

On indique ci-dessous quels sont les paramètres physiques à considérer (et les valeurs que nous avons prises pour ces différents paramètres) pour décrire théoriquement les spectres en transmission des échantillons d'argent implantés en Gd. On s'appuie sur les résultats (et leur analyse) d'expériences de réflexion effectuées sur des alliages homogènes d'AgGd ainsi que sur nos propres résultats de réflexion obtenus sur les alliages implantés (on exploite l'information obtenue sur la raie observée en bas champ).

. Pour les alliages homogènes d'AgGd on fait référence aux travaux suivants :

- expériences de Nakamura et al. (51) portant sur des échantillons polycristallins de concentration comprise entre 1500 et 5000 ppm (la raie unique observée ($g \simeq 2$) est à associer à la résonance du système couplé).
- expériences de Oseroff et al. (49) et interprétation théorique correspondante de Fredkin et Schultz (50) ; ces expériences sont relatives, essentiellement, à des échantillons dilués [17 ; 450 ppm] et monocristallins (dans un tel cas on extrait l'information appropriée sur les paramètres de résonance à partir des

spectres qui correspondent à une orientation du champ où la structure fine* disparait).

- Susceptibilités des moments localisés et des électrons de conduction

. moments localisés : on suppose la susceptibilité des Gd décrite par celle de l'ion libre Gd^{+++} (état électronique $^8S_{7/2}$), par suite on a :

$$(\chi_d^o)_{1K} = 0.765 \times 10^{-6} \text{ emu/cm}^3 \text{ pour 1 ppm de Gd dans l'argent.} \quad (VI.14)$$

. électrons de conduction de l'argent : on décrit leur susceptibilité de Pauli dans un modèle d'électrons libres, par suite :

$$\chi_s^o = 0.81 \times 10^{-6} \text{ emu/cm}^3 \quad (VI.15)$$

(où on a pris pour la densité d'états au niveau de Fermi : $\rho(E_F) = 0.13$ états/eV par direction de spin et par atome de la matrice). Compte tenu des valeurs précédentes on a : $\left(\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right)_{1K} = 0.95$ par ppm de Gd (VI.16), rapport à partir duquel on peut déterminer la valeur de $\alpha \frac{d_i}{d_p}\left(\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right)_{1K}$ pour un échantillon implanté (c.a.d. celle de son paramètre appelé A (V.21)) : pour un échantillon implanté sur 1 face à la dose standard D_s, d'épaisseur 25 μ, on a : A = 3.39. Pour un échantillon donné, la grandeur de ce paramètre A permet d'évaluer grossièrement en fonction de la température, dans le dénominateur résonnant [R], le poids relatif du terme résonnant de la couche implantée par rapport à celui de la partie métal pur de l'échantillon.

---

* L'état électronique du Gd dans l'argent est essentiellement l'état ionique du Gd^{+++} ($4f^7$, $^8S_{7/2}$). En champ magnétique nul, l'état S = 7/2 est décomposé par le champ cristallin (symétrie cubique) ; dans un champ magnétique fort on tient compte de cet effet de champ cristallin en décrivant le système des moments localisés à l'aide d'un hamiltonien de spin (52,53,54) qui conduit à une série de positions de résonance différentes pour les transitions magnétiques ΔM = ±1. Dans un monocristal d'AgGd on observe (50,53) un spectre de structure fine non résolue ce qui se manifeste, à très basse température, par un effet d'anisotropie angulaire sur la position et la largeur de raie. Or il existe (50,52,53) un angle privilégié du champ magnétique (par rapport aux axes cristallographiques) où l'effet de structure fine disparait : c'est pour cet angle particulier que l'on peut obtenir (50), à partir des spectres observés, une information pertinente sur le facteur g intrinsèque du Gd dans l'argent et sur le régime dynamique de spins du système AgGd. Sur les spectres de résonance des échantillons d'AgGd implantés étudiés on n'a pas observé d'effet d'anisotropie angulaire avec l'orientation du champ ce qui correspond à ce que l'on attend d'un alliage polycristallin ou d'une poudre d'AgGd.

- Facteur g intrinsèque (g_d) des Gd et taux de relaxation de spin réseau ($\frac{1}{T_{s\ell}}$) des électrons de conduction

De l'analyse des expériences de Nakamura et al. (51) il ressort que : $g_d = 1.99 \pm 0.005$ (VI.17), c'est également la valeur prise par Fredkin et al. (50) pour leur fit à l'expérience ; c'est cette valeur de g_d (VI.17) que nous prenons pour les impuretés de Gd implantées.

De la variation linéaire en température de la largeur de raie observée (51) on déduit l'information suivante relative au $\frac{1}{T_{s\ell}}$ induit par les Gd : la pente en température (3.6 gauss/K), devenue indépendante de la concentration (pour les échantillons 0.44 % et 0.51 %), est sensée représenter :

$\frac{\delta}{\delta T}(\frac{1}{\gamma T_2}) = \left(\frac{\chi_s^o}{\chi_d^o}\right)_{1K} \left(\frac{1}{\gamma T_{s\ell}}\right)_{Gd}$ où $\frac{1}{T_2}$ est le taux de relaxation associé à la solution $\tilde{\omega}_2$ (B.30) (régime dynamique de spins de couplage fort) ; tenant compte de (VI.16) on déduit alors : (VI.18) $\left(\frac{1}{\gamma T_{s\ell}}\right)_{Gd} = 3.4$ gauss/ppm (± 0.5), correspondant également à la valeur prise par F.S. (50).

. Pour estimer, dans la couche implantée, la contribution au $\frac{1}{T_{s\ell}}$ associée aux Gd on prend pour base la valeur précédente (VI.18) : c'est pour nous une valeur minimale étant donnée l'inconnue que constitue l'influence des défauts créés par l'implantation (le taux de relaxation $\frac{1}{T_{s\ell}}$ des électrons de conduction dans la couche implantée n'influe sur la largeur du spectre qu'à haute température : il s'avère alors, par comparaison à l'expérience, que pour obtenir un meilleur fit on doive considérer pour le $\Delta H_{s\ell}$ des valeurs plus élevées que celles attendues d'après (VI.18)).

- Informations relatives à l'interaction d'échange

. De la position de la raie en bas champ observée en réflexion (49) sur des alliages homogènes dilués il ressort que : $g'_d = 2.09 \pm 0.01$ (VI.19), correspondant à une valeur très proche de celle ($\simeq 2.085 \pm 0.01$) que nous avions tirée de la position de la raie en bas champ observée en réflexion sur l'échantillon implanté AgAIIIS9 (voir plus haut).

. Suivant (B.91), $g'_d = g_d(1 + \lambda\chi_s^o)$: de (VI.17) et (VI.19) on déduit alors : $\lambda\chi_s^o = 0.05$ (VI.20).

. De la variation linéaire en température de la largeur de cette raie en bas champ on déduit (49) que le taux de relaxation de Korringa des impuretés est de : $\frac{1}{\gamma T_{ds}} = 25 \pm 5$ gauss/K (VI.21).

. Compte tenu des expressions théoriques de λ (II.3) et du taux de Korringa $\frac{1}{T_{ds}}$

(II.4), on déduirait des valeurs précédentes (comme dans (50) et dans la réf.(76) du chap.II) que l'intégrale d'échange effectif entre moments localisés et électrons de conduction est, respectivement, de :

. $J_g = 0.76 \pm 0.1$ eV à partir du déplacement de facteur g associé au champ moléculaire (VI.20)

. $J_{\Delta H} = 0.25 \pm 0.03$ eV à partir de la largeur de raie de Korringa (VI.21).

On constate que le rapport entre ces 2 valeurs est de : 3 ± 0.6 : cet écart n'est pas propre uniquement au système AgGd et on pourrait faire à ce sujet le même type de commentaires (comme ceux donnés par les auteurs des réf. citées précédemment) que ceux qui sont généralement invoqués pour essayer d'interpréter une telle différence ; nous y reviendrons de manière explicite au chap.VII à propos de l'AgEr.

. Compte tenu des informations précédentes relatives à l'interaction d'échange on peut calculer, en fonction de la température, la quantité $\omega\tau_{ex}$ qui apparait dans les expressions de χ_i^* (VI.7) et de Q_2^o (VI.9) : la quantité τ_{ex} a été définie à partir de la relation de bilan détaillée, par : $\frac{1}{\tau_{ex}} = \frac{\gamma_d}{\gamma_s}\frac{1}{\lambda\chi_d^o}\frac{1}{T_{sd}} = \frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{1}{\lambda\chi_s^o}\frac{1}{T_{ds}}$ (B.13).

Remarquons que cette quantité τ_{ex}, qui a la dimension d'un temps de relaxation, possède le signe de l'échange par λ (pour le Gd dans l'Ag λ est positif, correspondant à une interaction ferromagnétique). Ainsi pour une expérience réalisée à la fréquence de 9.13 GHz (champ correspondant à g = 2 : 3260 gauss) on déduit à partir des données (VI.20) et (VI.21) que pour l'AgGd : $\omega\tau_{ex} = 1$ pour T = 6.3 K (VI.22). $\omega\tau_{ex}$ décroît en température comme $\frac{1}{T}$ puisque, d'après (B.13), la variation en température de $\frac{1}{\tau_{ex}}$ est celle du taux de Korringa. Cette quantité $\omega\tau_{ex}$ représente, pour le couplage d'échange, la mesure du rapport des deux contributions associées, respectivement, au champ moléculaire et à la relaxation mutuelle. Ainsi, lorsque $\omega\tau_{ex} < 1$, le mode de couplage dominant entre les aimantations des 2 systèmes de spins est par relaxation mutuelle.

. Enfin, pour terminer cette revue des paramètres liés à l'interaction d'échange, précisons la valeur du taux de relaxation d'Overhauser $\frac{1}{T_{sd}}$ que l'on peut déduire de la relation de bilan détaillé (II.6) ; compte tenu de (VI.16) et (VI.21) on trouve : $\frac{1}{\gamma T_{sd}} = 23.6$ gauss/ppm de Gd (VI.23). La comparaison de cette valeur à celle de $(\frac{1}{\gamma T_{s\ell}})_{Gd}$ (VI.18) permet de comprendre que l'on est bien, pour le système AgGd, dans un régime dynamique de couplage fort ("bottleneck" fort).

- largeur de raie résiduelle des moments localisés

Pour le paramètre $\frac{1}{\gamma T_{d\ell}}$ représentant la largeur de raie résiduelle des Gd implantés on s'offre, dans la simulation théorique des spectres, une certaine latitude de

variation : on respecte cependant l'ordre de grandeur ($\frac{1}{\gamma T_{d\ell}} \sim 100$ gauss) de cette largeur de raie résiduelle des impuretés implantées tel qu'on l'a déduit de la raie en bas champ observée en réflexion sur l'échantillon implanté AgAIIIS9 (voir plus haut). Ce paramètre intervient à la fois dans $\frac{1}{\tau_d}$ (B.91) et dans $\frac{1}{T_2}$ (B.30) : il joue un rôle important à basse température dans les caractéristiques du spectre (forme et largeur essentiellement).

- autres paramètres

On connait pour chaque échantillon implanté sa dose d'implantation, son épaisseur et les paramètres de résonance (g_p, $\frac{1}{T_p}$) de la partie métal pur de l'échantillon sont pris égaux à ceux déterminés expérimentalement sur le métal pur témoin.

b.2. Méthode d'obtention des spectres théoriques : diagrammes F(H) dans le plan complexe et signaux transmis

Venons en maintenant à la description proprement dite des spectres théoriques observables en transmission pour les échantillons d'argent implantés en Gd. Le champ transmis, en fonction du champ H, est décrit respectivement par la fonction $F_1(H)$ (VI.11) ou par $F_2(H)$ (VI.12) pour les échantillons implantés respectivement sur 1 face ou sur les 2 faces. On rappelle que dans une expérience de transmission le signal détecté correspond à la projection vectorielle du champ transmis $\vec{h}_t$ sur un champ de référence $\vec{h}_{ref}$ dont on peut faire varier la phase, c'est-à-dire que le signal transmis est décrit de façon générale par le produit scalaire $T = \vec{h}_t.\vec{u}$ (VI.24) où $\vec{u}$ désigne le vecteur unitaire porté par le champ de référence $\vec{h}_{ref}$, dont la phase dans le plan complexe est caractérisée par l'angle $\varphi = (\vec{i},\vec{u})$ (VI.25) ($\vec{i}$ désignant le vecteur unitaire de l'axe réel).

. Pour obtenir* en fonction du champ le signal transmis détectable (VI.24) on suit la procédure indiquée ci-dessous et que l'on va tout d'abord illustrer sur le cas simple du métal pur (cette méthode permet de bien saisir la physique des phénomènes).

1) métal pur : Considérons $F_o(H)$ (VI.13) représentant le champ transmis du métal pur : lorsqu'on balaye le champ statique H, l'extrêmité du champ transmis $\vec{h}_t$ (nombre complexe F_o) décrit, dans le plan complexe, une courbe caractéristique. Pour la Lorentzienne du métal pur cette figure géométrique est un cercle passant par l'origine dont on peut repérer la position dans le plan complexe par celle du point correspondant au module maximum : dans le cas présent (VI.13) celui-ci

*l'ensemble des calculs a été effectué à l'aide du calculateur Hewlett Packard 9825A, qui se révèle être très souple d'emploi.

est situé sur l'axe réel et correspond au champ de résonance du métal pur $H_p = \frac{\omega}{\gamma_p}$. D'autre part ce diagramme (où chaque point correspond à un champ H donné) est symétrique en champ par rapport à l'axe réel (champ compté par rapport à H_p). Il en résulte que lorsqu'on choisit pour axe de la référence l'axe réel ($\varphi = 0$), le signal transmis (VI.24) que l'on va détecter correspond à la Lorentzienne symétrique (autour de H_p) décrite simplement par : $\frac{1}{(1 + x^2)}$ où $x = T_p(\omega - \gamma_p H)$.

. Notons que le diagramme précédent contient toute l'information physique sur le champ transmis puisqu'il décrit, en fonction du champ H appliqué, la variation de l'amplitude et de la phase de ce champ transmis.

2) <u>échantillon implanté sur les 2 faces</u> :

Considérons alors $F_2(H)$ (VI.12) représentant le champ transmis d'un tel échantillon. Avant de décrire le diagramme dans le plan complexe correspondant à $F_2(H)$ et pour en comprendre mieux le résultat, on peut chercher à décrire séparément les diagrammes correspondant respectivement à $[\chi_i^*(H)]^2$ et à $\frac{1}{[R(H)]}$, c.a.d. correspondant au numérateur et au dénominateur du champ transmis.

- <u>diagramme de</u> $[\chi_i^*(H)]^2$ <u>où</u> χ_i^* <u>est donné par (VI.7)</u>

Comme $\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o} >> 1$, $[\chi_i^*(H)]^2$ correspond au carré d'une Lorentzienne (résonance des impuretés) ; dans le plan complexe sa figure géométrique caractéristique est <u>une cardioïde</u> (on peut le voir analytiquement par son équation en polaire) et sa position (repérée par celle du point M (champ $H'_d = \frac{\omega}{\gamma_d}$) correspondant au module maximum) correspond à une rotation par rapport à l'axe réel d'un angle φ déterminé par la phase de $[1 - i\omega\tau_{ex}]^2$. Si on choisit cet angle φ comme phase de la référence on obtient un signal symétrique (autour de H'_d) et présentant deux lobes négatifs B associés à la forme cardioïde.

. Lorsque la température diminue, $\omega\tau_{ex}$ augmente et le diagramme précédent tourne en bloc dans le sens inverse du sens trigonométrique puisque $\omega\tau_{ex} > 0$.

- <u>diagramme de</u> $\frac{1}{[R(H)]}$ où [R] est le dénominateur résonnant (VI.10)

. Sa figure caractéristique est grosso modo circulaire et sa position (même repérage que précédemment) est proche de l'axe réel comme pour la Lorentzienne du métal pur. (Le champ du point M correspondant au module maximum est $\sim H_p$ ou $H_d = \frac{\omega}{\gamma_d}$). Ce diagramme est déformé en bas champ ($H < H_p$) et cette déformation s'accentue à mesure que la température diminue ce qui traduit le poids alors croissant des couches implantées ($2d_i \chi_s^o D_s Q_2^o$) dans le dénominateur [R].

- diagramme résultant de $F_2(H)$ (VI.12)

$F_2(H)$, représentant le champ transmis de l'échantillon, correspond au produit des 2 fonctions résonnantes précédentes ; son diagramme dans le plan complexe s'obtient par multiplication point par point (paramètre H) des deux diagrammes précédents. L'effet de cette multiplication sur le diagramme résultant de $F_2(H)$ est de conserver le caractère "cardioïde" (induit par $[\chi_i^*(H)]^2$) mais de réduire l'effet de rotation de phase (induit par $\omega\tau_{ex}$). De tels diagrammes représentatifs du champ transmis d'échantillons implantés sur les 2 faces sont illustrés sur les Figures D.6 et D.7 (annexe D) où on a fait varier la température.

signal transmis correspondant à $F_2(H)$

Pour obtenir le signal transmis (VI.24) en fonction du champ, il s'agit maintenant de choisir la phase φ (VI.25) de la référence ; le diagramme de $F_2(H)$ est intrinsèquement asymétrique en champ mais on adopte pour la détection le même critère opérationnel de symétrie que dans l'expérience (voir plus haut partie B) à savoir l'égalité des lobes B (lobes qui résultent de la forme "cardioïde").

. On choisit alors la phase de la référence qui donne un signal "symétrique" en champ conformément à ce critère de symétrie (c'est cette phase qu'on a appelée "phase du signal transmis"). De tels spectres théoriques pour des échantillons implantés sur les 2 faces sont illustrés sur les figures D.8 , D.9 , D.10 (annexe D) où on ne donne ici qu'un petit nombre d'exemples (voir légende des figures).

3) échantillon implanté sur 1 face

Etant donné la simple proportionnalité de $F_1(H)$ (VI.11) à la Lorentzienne $\chi_i^*(H)$ il en résulte pour le signal transmis un effet moindre (que dans le cas précédent) de déformation et de variation de phase avec la température (pour le choix de la phase de la référence on a adopté le même critère de symétrie que dans l'expérience).

b.3. Spectres transmis : comparaison de la simulation théorique à l'expérience

. Nous avons effectué une telle simulation des spectres transmis pour presque tous nos échantillons implantés en Gd (soit sur 1 face, soit sur les 2 faces) et ceci en fonction de la température. Les résultats de cette simulation théorique indiquent que l'on rend compte de manière assez satisfaisante de l'ensemble des caractéristiques des spectres transmis expérimentalement observés et de leur variation avec la température.

- On rend bien compte en particulier de l'évolution caractéristique avec la température de la forme de raie des échantillons implantés sur les 2 faces (où les effets sont plus marqués). On trouve que la variation totale de phase du signal

transmis dans la gamme [2.5 ; 20 K] est de l'ordre de 100 à 110 degrés pour les échantillons implantés sur les 2 faces (ordre de grandeur très peu différent d'un échantillon à l'autre) et de l'ordre de 40 degrés pour ceux implantés sur 1 face, le sens de variation de cette phase étant le sens inverse du sens trigonométrique lorsque la température diminue. Comme expliqué plus haut cette variation de phase du signal transmis à basse température ($T \lesssim 12$ K) est essentiellement due à la variation en température de $\omega\tau_{ex}$ dans χ_i^* (VI.7). Ces résultats concernant la phase sont conformes à l'expérience. On rend compte également du déplacement de la position de la raie (par rapport à $g \simeq g_p$) et de son évolution en température : à basse température le spectre est globalement "tiré" vers les bas champs, c.a.d. vers $H'_d = \frac{\omega}{\gamma_d}$ correspondant au pôle de résonance associée aux impuretés (dans le facteur d'excitation des électrons de conduction).

- on ne va pas faire ici de revue dans le détail de l'étude précédente et de sa comparaison à l'expérience (on fera d'autres commentaires ultérieurement) et simplement conclure cette partie en soulignant les points suivants :

. L'étude précédente a apporté un test positif pour notre description théorique du champ transmis des échantillons implantés (en particulier comparaison entre 1 face et 2 faces implantées) montrant que ce champ transmis correspond bien de façon générale au produit de 2 fonctions résonnantes. On teste également par là même la description théorique que nous avons donnée (au chap.II) pour la résonance dans un alliage homogène. En particulier le caractère résonnant du numérateur du champ transmis est à associer au fait que, dans l'épaisseur de peau d'un alliage, les électrons de conduction sont non seulement excités par le champ hyperfréquence mais également par l'aimantation transverse résonnante des impuretés, induite par ce champ hyperfréquence. Il y a deux modes de couplage, associés à l'échange, entre les aimantations transverses des électrons de conduction et des moments localisés (par champ moléculaire et par relaxation mutuelle) ce qui est traduit par la présence du facteur $(1 - i\omega\tau_{ex})$ dans $\chi_i^*(H)$. Pour le système AgGd il se trouve que dans la gamme de température étudiée et à 9.2 GHz on peut observer la transition entre ces 2 modes de couplage d'échange ($\omega\tau_{ex} = 1$ pour $T \simeq 6$ K selon (VI.22)).

c) Caractéristiques des signaux transmis observés expérimentalement : commentaires

. Compte tenu des résultats que nous a apportés l'étude (exposée précédemment) de simulation théorique des spectres transmis et de leur confrontation à l'expérience, on va passer en revue les différentes quantités qui nout ont servi à caractériser les spectres expérimentalement observés (voir partie B) en les commentant brièvement. On se limitera à une discussion essentiellement d'ordre qualitatif. Rappelons

(voir partie A) que les échantillons d'argent implantés que nous avons étudiés correspondent à deux séries (AgAIII et AgLI) distinguées selon l'état métallurgique du métal pur de départ ; l'intérêt pour la transmission d'avoir procédé (série AgLI) à un laminage non suivi de recuit du métal de départ est le suivant : les signaux d'origine orbitale ("cyclotron") du métal pur se trouvent notablement modifiés (réduction en amplitude, forme monotone en fonction du champ) en raison de l'augmentation de résistivité associée aux dislocations introduites par laminage et il en résulte une bien meilleure visibilité du signal de spin. S'appuyant sur les résultats de Beuneu et Monod (57,58) relatifs à l'argent, on a "dosé" ce laminage de manière à obtenir pour le signal de spin de l'argent une "bonne" ligne de base sans trop augmenter sa largeur de raie résiduelle (cette augmentation de largeur étant l'autre effet à associer aux dislocations). Ce mode de préparation des échantillons s'est révélé fort utile et pratiquement nécessaire (pour obtenir une bonne précision sur la détermination des paramètres de résonance) dans l'étude des échantillons implantés en antimoine : on précisera dans un paragraphe spécifique (d) l'objet d'une telle étude et ses résultats (comparaison des échantillons implantés AgLISI et AgLISIII).

c.1. Phase du signal transmis

. On a indiqué précédemment que la variation de phase du signal transmis à basse température est essentiellement à associer à la variation en température de $\omega\tau_{ex}$ dans le facteur $(1 - i\omega\tau_{ex})$. On peut voir sur les figures (VI.1) et (VI.2) pour les échantillons implantés sur les 2 faces AgAIIIS10 et AgLISI, respectivement, que l'effet médian de cette variation de phase est obtenue pour T ≃ 6 K correspondant précisément à $\omega\tau_{ex} \simeq 1$ selon (VI.22), c.a.d. selon la valeur des paramètres associés à l'échange obtenus par ailleurs (réflexion).

c.2. Position de la raie

. Les résultats expérimentaux relatifs à la variation en température de la position de la raie (traduite en facteur g) ont été portés sur la même figure (VI.3) pour un ensemble d'échantillons. Sur cette figure se trouvent indiqués, à des échelles différentes :

- dans la partie supérieure, la variation du facteur g sur toute la gamme de température étudiée pour différents échantillons implantés
- dans la partie médiane, une information plus détaillée dans la gamme des hautes températures
- dans la partie inférieure, le facteur g mesuré du métal pur AgLISII (avant et après implantation d'antimoine).

. Par rapport au métal pur, la raie des échantillons implantés est déplacée vers les bas champs (haut facteur g) et ce déplacement est d'autant plus accentué (T < 12 K) que la température diminue. Comme interprété précédemment, cela correspond au fait que le spectre transmis (qui correspond au produit de 2 fonctions résonnantes) est alors globalement "tiré" vers la position de résonance associée aux impuretés (correspondant à $g'_d \simeq 2.09$). Cette résonance associée aux impuretés apparait à la fois dans χ_i^* (VI.7) et dans Q_2^o (VI.9) (c.a.d. dans la contribution relative à la couche implantée dans le dénominateur [R])et l'ordre de grandeur du déplacement, pour un échantillon donné, résulte de la conjonction de ces deux effets (qui vont dans le même sens) :

- lorsqu'on compare, pour une dose donnée, le déplacement d'un échantillon implanté sur 1 face (AgAIIIS9) à celui de l'échantillon implanté sur les 2 faces (AgAIIIS10): on observe que ce dernier est beaucoup plus important ce qui correspond au fait que la dépendance en fonction de χ_i^* est alors quadratique.
- d'autre part si l'on compare entre eux, soit des échantillons implantés sur 1 face (AgAIIIS7 et AgAIIIS9), soit des échantillons implantés sur les 2 faces (AgAIIIS10 et AgLISI), l'augmentation du déplacement que l'on constate alors en fonction de la dose d'implantation résulte simplement de ce que, à une température donnée, le poids relatif de la couche implantée dans le dénominateur [R] est alors croissant : comme indiqué précédemment ce poids relatif de la couche implantée par rapport à la partie métal pur de l'échantillon est grossièrement mesuré par le rapport $\alpha \frac{d_i \chi_d^o}{d_p \chi_s^o} = \frac{A}{T}$ où le paramètre A (V.21) de l'échantillon est proportionnel à la dose d'implantation. ($A_{th} = 3.39$ pour $\alpha = 1$ et une dose = D_s).

. A haute température (T ∿ 20 K), le poids de la couche implantée dans [R] a nettement diminué (sa fréquence de résonance est, d'autre part, proche de ω_2 (B.30) correspondant à $g_d \simeq 1.99$) et l'influence de l'excitation résonnante (χ_i^*) est moindre car cette raie s'est élargie comme le taux de Korringa des impuretés : il en résulte que la position de la raie tende vers celle du métal pur.

Remarque sur le facteur g du métal pur :

On peut noter sur la figure (VI.3) que si le facteur g de l'argent pur témoin (AgLISII : rond blanc) est bien constant en température (pour $T \lesssim 18$ K) avec une valeur moyenne g = 1.9828 ± 0.0006 (c.a.d. un résultat conforme à la littérature (12,20) : $g_{Ag} = 1.983 \pm 0.001$) il croît légèrement aux températures plus élevées (T > 18 K). Pour cet échantillon laminé, de raie étroite et surtout de "bonne" ligne de base, on a une assez bonne précision sur la mesure du facteur g (précision de l'ordre de la dispersion des points) et d'autre part, comme dans

l'étude des échantillons implantés, on a été particulièrement attentif au choix de la bonne phase (symétrie du signal) en fonction de la température : aussi est-on amené à considérer que cette variation du facteur g observée à haute température est réelle.

. On peut également constater que dans cette même gamme de température ($T \gtrsim 20$ K) on observe une variation analogue (et même accentuée) pour les échantillons implantés en Gd (faibles doses) ou en Sb. Or, à ces températures, on s'attend pour ces échantillons à ce que la position de la raie reflète le facteur g_p de la partie métal pur (le poids du terme résonnant de la couche implantée étant devenu très faible). A quoi attribuer cette variation du facteur g de l'argent avec la température ? Doit-elle être associée à une modification (voir l'interprétation proposée (59,60,61) pour l'aluminium) du régime de rétrécissement par le mouvement de la distribution de facteur g sur la surface de Fermi ? [dans cette gamme de température les phonons de l'argent deviennent efficaces pour raccourcir notablement le temps de collision orbital τ des électrons et par suite modifier le paramètre $\omega\tau$ qui joue un rôle essentiel dans la nature (59,60) du processus de rétrécissement par le mouvement (pour fixer un ordre de grandeur : $\omega\tau \simeq 1$ à 9.2 GHz et à 4 K pour de l'argent de rapport de résistivité $\simeq 500$)]. On se contentera de soulever le problème posé par cette variation en température observée pour le facteur g de l'argent et de laisser la question en suspens.

c.3. largeur du spectre de résonance

La largeur des spectres de résonance observés (largeur de raie totale à $\frac{A}{2}$: voir partie B) est donnée, en fonction de la température, sur les figures (VI.4) et (VI.5) pour, respectivement, les échantillons implantés de la série AgAIII et de la série AgLI et les échantillons de métal pur* témoin. Etant donnée

---

*Comme on peut le constater sur les figures correspondantes la largeur de raie résiduelle de l'échantillon témoin recuit AgAIIISO est supérieure à celle de l'autre témoin de métal pur AgLISII (laminé non recuit) ce qui peut sembler paradoxal: en fait il s'est produit au recuit une "pollution" de l'échantillon AgAIIISO qui affecte la largeur de raie ; comme l'effet du recuit a été néanmoins d'augmenter le rapport de résistivité on doit en conclure que les impuretés responsables de cette pollution relaxent fortement les spins : on ne connait pas la nature chimique de ces impuretés. Dans les conditions de recuit utilisées (sous vide secondaire réalisé par pompage) il s'avère pour l'argent qu'une telle pollution est difficile à éviter comme en témoignent les expériences de Beuneu (57). Les matrices initiales des échantillons de la série AgAIII ayant été recuites ensemble, on peut supposer que l'effet de cette pollution a été le même pour tous.

l'origine physique des spectres transmis pour les échantillons implantés, telle que nous l'avons décrite précédemment, la quantité qui nous sert à caractériser expérimentalement la largeur des spectres n'a pas une signification simple : cette largeur de raie ne recouvre une signification relativement simple en terme de taux de relaxation de spin qu'à suffisamment haute température (c.a.d. typiquement $T > 20$ K) et nous essayerons plus bas d'analyser la variation observée dans cette gamme de haute température.

- A basse température ($T \lesssim 12$ K), la largeur du spectre transmis des échantillons implantés reflète l'effet de multiplication de 2 fonctions résonnantes, le champ transmis étant décrit par $F_1(H)$ (VI.11) et $F_2(H)$ (VI.12) pour, respectivement, une implantation sur 1 face et une implantation sur les 2 faces. A mesure que la température diminue le caractère résonnant de $\chi_i^*(H)$ (VI.7) se manifeste en effet de manière de plus en plus accentuée, la largeur de raie $(\frac{1}{\tau_d})$ de la résonance associée aux impuretés décroissant avec la température comme le taux de Korringa. D'autre part, lorsque T diminue, la largeur du spectre associé à $\frac{1}{[R]}$ augmente car le poids relatif de la couche implantée croît et que celle ci devient dominée par la largeur de raie résiduelle $(\frac{1}{T_{d\ell}})$ des impuretés implantées (cette variation est l'analogue de celle observée pour les échantillons de cuivre implantés en Mn).

. Enfin, les fonctions résonnantes précédentes χ_i^* et $\frac{1}{[R]}$ correspondent à des poles de résonance déplacés l'un par rapport à l'autre.

- Pour les échantillons implantés sur 1 face l'effet résultant de la multiplication des spectres précédents est un élargissement à basse température.

- par contre pour les échantillons implantés sur les 2 faces il peut se produire à très basse température un rétrécissement du spectre résultant lorsque T diminue (dans cette gamme la forme de raie change, présente des lobes B et on a choisi comme mesure de largeur celle à $\frac{A}{2}$: si on l'avait choisie à $\frac{A+B}{2}$ on pourrait voir que ce rétrécissement, s'il est évidemment moindre, subsiste) : cet effet résulte de ce que, pour les échantillons implantés sur les 2 faces, le spectre est alors dominé par $[\chi_i^*]^2$ correspondant au carré d'une Lorentzienne.

- gamme de haute température ($T \gtrsim 21$ K)

métal pur témoin : à partir typiquement de 15 K, il vient s'ajouter à la largeur de raie résiduelle du métal pur une contribution associée à la relaxation de spin des électrons de conduction par les phonons de la matrice ; on trouve pour la variation en température de cette contribution à la largeur associée aux phonons de l'argent un résultat conforme à celui obtenu par Shanabarger (20) [cette variation en température est indiquée sur la figure (VI.5) pour l'échantillon AgLISII ; pour l'autre échantillon témoin de métal pur AgAIIISO, dont la largeur de raie

n'a pas été mesurée à haute température, on a porté sur la figure (VI.4) (courbe en pointillés) la contribution associée aux phonons attendue à partir des résultats précédents, prolongés à plus haute température par ceux de Shanabarger (20)].

échantillons implantés en Gd

On peut constater sur les figures (VI.4) et (VI.5) qu'à partir de T ∿ 21 K l'écart entre la largeur de raie d'un échantillon implanté et celle de son métal pur témoin devient pratiquement constant en température, ce qui indique que la variation en température de la largeur de raie des échantillons implantés suit alors celle attendue des phonons du métal pur. Comment peut-on rendre compte simplement de ce résultat et quelle est la signification à attribuer, pour un échantillon implanté donné, à l'écart précédent ?

. Dans cette gamme de température la raie de résonance associée aux impuretés (à ω_d') est devenue très large (son élargissement en température est celui du taux de Korringa $\frac{1}{T_{ds}}$) et le caractère résonnant de χ_i^* (VI.7) s'est considérablement estompé: par suite, pour les échantillons implantés, la largeur de raie du spectre observé est essentiellement celle associée au dénominateur [R].

. Pour un échantillon implanté en Gd (sur 1 face ou sur les 2 faces), à partir de (VI.8), (VI.9), (VI.10), on peut alors décrire analytiquement, de manière approchée, le dénominateur résonnant [R] par l'expression suivante :

$$[R] = d_p\chi_p\left[\frac{1}{T_p} + i(\omega-\omega_p)\right] + \alpha d_i\chi_s^o\left[1 + \frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right]\left[\frac{1}{T_2} + i(\omega-\omega_2)\right]\beta \qquad \text{(VI.26)}$$

où α désigne le nombre de faces implantées et où β représente un facteur correctif qu'on explicite ci-dessous :
β représente la quantité (V.6) qui, au voisinage de ω_d (c.a.d. au voisinage de la résonance observée car $g_d \simeq g_p$), est donnée par l'expression suivante, lorsqu'on néglige la dépendance en champ :

$$\beta = \frac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega\tau_{ex})}{\frac{1}{\tau_d} + i(\omega-\omega_d')} \simeq \frac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega\tau_{ex})}{\frac{1}{T_{d\ell}} + \frac{1}{T_{ds}}(1-i\omega\tau_{ex})} \qquad \text{(VI.27)}$$

Donnons l'ordre de grandeur de β dans la gamme de température considérée :

A T = 25 K, $\frac{1}{\gamma T_{ds}}$ = 625 gauss et $\omega\tau_{ex}$ = 0.25 ; si l'on prend pour les Gd implantés (voir plus haut) $\frac{1}{\gamma T_{d\ell}} \simeq$ 100 gauss, on obtient alors pour le nombre complexe $\beta(\rho,\theta)$: un module ρ = 0.87 et une phase θ ≃ - 1.9 degrés. Compte tenu de l'ordre de grandeur de β pour T > 21 K, on déduit que dans cette gamme de haute température le spectre de résonance est "quasiment Lorentzien" et, reprenant alors le même

raisonnement que pour les échantillons de cuivre implantés en Mn (chap.V), on déduirait à partir de [R] (VI.26) (négligeant l'effet de mélange induit par la phase θ non nulle de β) que la largeur de raie ΔH_{eff} des échantillons implantés en Gd est donnée par la même expression que ΔH_{eff} (V.25) dans laquelle il convient de remplacer $\alpha\frac{d_i}{d_p}$ par $\rho\alpha\frac{d_i}{d_p}$ dans tous les termes proportionnels à cette quantité ($\rho < 1$ étant le module du facteur correctif β (VI.27)). Suivant la même analyse qu'au chap.V, à haute température, la largeur de raie ΔH_{eff} comprend alors, selon (V.29), les deux contributions suivantes :

- une contribution décroissante en température essentiellement comme $\rho\frac{A}{T}$ (A étant le paramètre (V.21) caractéristique d'un échantillon implanté)

- la contribution dominante notée Δ qui, selon (V.28), s'exprime alors pour les échantillons implantés en Gd comme :

$$\Delta = \Delta H_p + \frac{\rho\alpha\frac{d_i}{d_p}}{(1 + \rho\alpha\frac{d_i}{d_p})}(\Delta H_{s\ell})_{Gd} \simeq \Delta H_p + \rho\alpha\frac{d_i}{d_p}(\Delta H_{s\ell})_{Gd} \qquad (VI.28)$$

où pour parvenir à cette expression on a effectué pour la largeur $\Delta H_{s\ell}$ des électrons de conduction de la couche implantée la même décomposition que dans (V.27), $(\Delta H_{s\ell})_{Gd}$ décrivant globalement la relaxation de spin réseau des électrons de conduction par les impuretés de Gd et l'ensemble des défauts créés par l'implantation de ces ions.

. Par suite on peut comprendre qu'à suffisamment haute température (de sorte que $\rho\frac{A}{T} << 1$), ΔH_{eff} étant décrit alors par Δ (VI.28), la variation en température de la largeur de raie des échantillons implantés en Gd soit identique à celle du métal pur, l'écart par rapport au métal pur témoin ($\Delta - \Delta H_p$) donnant une information sur $(\Delta H_{s\ell})_{Gd}$ dont la signification a été précisée ci-dessus.

- Compte tenu de ce qui précède, cherchons à extraire de la largeur de raie observée à haute température pour un échantillon implanté une information sur le $(\Delta H_{s\ell})_{Gd}$ associé aux Gd implantés :
Considérons le cas [Figure (VI.5)] de l'échantillon AgLISI implanté à faible dose (2 faces implantées ; dose = 0.1 D_s ; épaisseur 24.7 μ : son paramètre A vaut théoriquement, compte tenu de (VI.16), A = 0.69). A partir de 21 K, l'écart entre la largeur de raie observée ΔH_{obs} pour cet échantillon et celle de son métal pur témoin (AgLISII) a pour valeur moyenne :

$$\Delta H_{obs} - \Delta H_p = 14 \text{ gauss } (\pm 20\ \%) \qquad (VI.29)$$

Cet écart est alors sensé représenter, selon (VI.28), la quantité : $\rho\alpha\frac{d_i}{d_p}(\Delta H_{s\ell})_{Gd}$ où ρ est un facteur correctif $\sim$ 0.8 à 0.9. Or, compte tenu de la valeur (VI.18)

(c.a.d. $\Delta H_{s\ell}$ = 6.8 gauss par p.p.m de Gd pour la largeur de raie totale d'une Lorentzienne) trouvée dans un alliage homogène sans défauts, on peut calculer pour cet échantillon implanté la contribution $\alpha \frac{d_i}{d_p} (\Delta H_{s\ell})_{Gd}$ qu'on attendrait théoriquement des Gd seuls : on trouve pour cette contribution la valeur de 5 gauss (pour cet échantillon implanté la concentration équivalente d'impuretés, si celles-ci étaient distribuées uniformément sur tout l'échantillon, serait de 0.725 p.p.m).

. La comparaison de cette valeur à (VI.29) indique, par suite, dans le $\Delta H_{s\ell}$ associé aux Gd implantés, la présence d'une contribution due aux défauts d'implantation et que celle-ci est de l'ordre de grandeur de 2 fois la contribution attendue des Gd seuls (pour la dose considérée : 0.1 D_s). Compte tenu du rapport des épaisseurs $\frac{d_i}{d_p}$ (estimé à 2.10^{-3} pour d_p = 25 μ) on peut estimer grossièrement, pour la couche implantée, la contribution associée aux défauts (de toute nature) créés par l'implantation :

On aurait $(\Delta H_{s\ell})_{défauts} \sim$ 2500 gauss (pour la dose 0.1 D_s considérée)

- Bien que l'analyse précédente, fondée sur une description approchée de ΔH_{eff} dans la gamme de haute température, reste assez qualitative et soit destinée surtout à donner des ordres de grandeur, l'étude de simulation théorique des spectres transmis pour les échantillons implantés confirme le résultat qualitatif mis en évidence précédemment : comme nous l'avons déjà précisé, il s'avère que, pour obtenir un meilleur fit à l'expérience dans la gamme des hautes températures, on doive considérer pour le $\Delta H_{s\ell}$ associé aux Gd implantés des valeurs plus élevées que celles attendues d'après (VI.18), impliquant une contribution des défauts d'implantation à cette largeur de raie. D'autre part on remarque que cette contribution au $\Delta H_{s\ell}$ à associer aux défauts d'implantation a un poids relatif (comparé à la contribution attendue des Gd seuls) qui diminue lorsque la dose d'implantation augmente, ce qui semble indiquer un effet de saturation des défauts avec la dose comme nous l'avions déjà suggéré pour l'implantation de Mn dans le cuivre.

c.4. information relative à l'intensité du signal

Comme il a été indiqué (partie B, paragraphe 3) on a défini expérimentalement, à partir du spectre observé pour chaque échantillon implanté en Gd, une quantité S = A × ΔH comme le produit de la largeur de raie totale ΔH à $\frac{A}{2}$ par l'amplitude A au maximum du lobe central. A partir de T ∿ 12 K (disparition des lobes B) pour les échantillons implantés sur les 2 faces et à partir de températures inférieures pour les échantillons implantés sur 1 face (car absence de lobes B et déformation moindre de la raie), la quantité S précédente est susceptible de nous fournir une indication sur l'intensité du signal de résonance dans la mesure où la forme de raie tend alors vers une Lorentzienne. On va chercher ci-dessous à rendre

compte de la variation observée de S avec la température à partir d'une expression analytique approchée, sensée représenter cette quantité dans la gamme de température appropriée.

1. Echantillons implantés sur les 2 faces

Reprenant les mêmes considérations qu'au paragraphe précédent (c.3), à suffisamment haute température (de sorte que la raie de résonance associée aux impuretés (à ω_d') soit devenue suffisamment large) le caractère résonnant de χ_i^* (VI.7) s'est notablement estompé et on peut alors décrire analytiquement, de manière approchée, le dénominateur résonnant [R] par l'expression (VI.26) dans laquelle β [représentant la quantité (V.6) qui apparait également dans χ_i^*] est un facteur correctif décrit par (VI.27). Dans cette gamme de température (où $\omega\tau_{ex} < 1$ et $\frac{1}{T_{ds}} > \frac{1}{T_{d\ell}}$), le module ρ de β varie lentement en température ainsi que sa phase qui tend vers zéro lorsque T augmente. Reprenant alors le même raisonnement que pour les échantillons de cuivre implantés en Mn (voir au chap.V champ transmis et analyse de l'intensité), moyennant les approximations déjà mentionnées (en c.3) pour ΔH_{eff}, on peut alors décrire la quantité S par l'expression donnée ci-dessous [dans toute cette procédure il convient de remplacer, partout où elle apparait, la quantité $\alpha\frac{d_i}{d_p}$ par $\rho\alpha\frac{d_i}{d_p}$ pour les échantillons implantés en Gd, la signification de ρ ayant été précisée ci-dessus].

Ainsi à partir de (V.67) et de (V.47) (ou directement à partir de (V.59)) on montrerait que la racine carrée de $\frac{1}{S}$ pour un échantillon implanté sur les 2 faces ($\alpha = 2$) en Gd est décrite par :

$$\left(\frac{1}{S_2}\right)^{1/2} \simeq \left(\frac{\lambda}{\pi h(0)\ \omega\chi_p^{\ell}}\right)^{1/2} \frac{1}{|F_{ip}|\sqrt{2}} \left[1 + \frac{T}{\rho(A/2)}\right] \qquad \text{(VI.30)}$$

où on a utilisé les mêmes notations qu'au chap.V :

- en particulier F_{ip} est un facteur de module voisin de 1 et dépendant peu de la température dans la mesure où χ_d^o/χ_s^o reste >>1, ce qui est le cas pour les concentrations locales envisagées de Gd.
- on a négligé $\frac{d_i}{d_p}$ devant $\frac{A}{T}$, A étant le paramètre défini par (V.21) qui a pour expression : $A = 2\frac{d_i}{d_p}\left(\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right)_{1K}$ pour un échantillon implanté sur les 2 faces ($\alpha = 2$).

. Les résultats expérimentaux de la figure (VI.7), relatifs à 3 échantillons implantés sur les 2 faces à des doses différentes, indiquent que la variation en température de $(\frac{1}{S})^{1/2}$ est grosso modo linéaire dans la gamme [12 ; 27 K] (c.a.d

lorsque les lobes B de la forme de raie ont disparu). Ce résultat est conforme à ce que l'on attend d'après (VI.30) dans la mesure où précisément la variation en température du facteur correctif ρ est lente dans cette gamme. Il traduit essentiellement le fait (déjà souligné à propos du CuMn implanté) que le champ transmis d'un échantillon implanté sur les 2 faces est proportionnel au carré du facteur d'excitation E(0) (III.77) (égal ici au facteur d'émission hyperfréquence E(ℓ)), lui-même dominé par la susceptibilité locale des moments-localisés.

Revenons d'autre part sur les expériences de réflexion décrites plus haut [partie c.1)] :
Pour l'échantillon AgAIIIS7 implanté sur 1 face (dose D_s) on a observé, à partir de quelques K, une raie unique (de rapport A/B pratiquement constant en température $\sim$ 1.2) qu'on a pu suivre jusqu'à 24 K. Compte tenu des considérations précédentes, analysant la raie observée comme une Lorentzienne et définissant alors l'intensité S de manière appropriée, on constate que la variation en température de $(\frac{1}{S})^{1/2}$ est grosso modo linéaire dans la gamme [6 ; 24 K]. Nous avions interprété cette raie comme étant associée à la diffusion des électrons de conduction au sein de l'échantillon (même origine que le signal transmis) et décrit théoriquement l'impédance correspondante par (VI.4) : la variation observée de S avec la température est conforme à ce que l'on attendrait d'après (VI.4) et implique que l'impédance (VI.4) est bien proportionnelle à $[\chi_i^*]^2$, ce qui traduit simplement le fait qu'en réflexion l'excitation et la réémission hyperfréquence ont lieu sur la même face.

2. Echantillons implantés sur 1 face

. Dans le même cadre d'approximations que celles considérées plus haut, à partir de (V.65) et de (V.47) (ou directement à partir de (V.56)) on montrerait que $\frac{1}{S}$ pour un échantillon implanté sur 1 face ($\alpha = 1$) en Gd est décrite par :

$$\frac{1}{S_1} = \frac{\lambda}{\pi h(0)} \frac{1}{\omega \chi_p \delta_p} \frac{1}{|F_{ip}|\sqrt{2}} \left[1 + \frac{T}{\rho A}\right] \qquad \text{(VI.31)}$$

où le paramètre A (V.21) a pour expression : $A = \frac{d_i}{d_p}\left(\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right)_{1K}$ pour un échantillon implanté sur 1 face ($\alpha = 1$).

. Les résultats expérimentaux de la figure (VI.6), relatifs aux échantillons implantés sur 1 face AgAIIIS7 et AgAIIIS9, indiquent que la variation en température de $(\frac{1}{S})$ est grosso modo linéaire dans la gamme [3 ; 17 K] ce qui serait compatible avec ce que l'on attend d'après (VI.31) et qui traduit le fait que le champ transmis d'un échantillon implanté sur 1 face est simplement proportionnel au facteur E(0) (facteur d'excitation sur la face (0), où se trouve la couche implantée).

Cependant on observe pour ces deux échantillons que, typiquement dans la gamme [18 ; 27 K], $\frac{1}{S}$ est pratiquement constant (ou même diminue légèrement) ce qui signifie que l'intensité du signal cesse de décroître en température.

. A quoi attribuer une telle variation de l'intensité ? L'interprétation que nous suggérons est la suivante : Tout d'abord il convient de noter que l'intensité d'un échantillon implanté sur 1 face (comme cela se voit dans (VI.31) ou directement sur l'intensité (V.56)) est directement proportionnelle à l'épaisseur de peau δ_p dans le métal pur, traduisant le fait que la réémission hyperfréquence [facteur $E(\ell)$] sur la face (ℓ) de l'échantillon a lieu dans le métal pur. Or typiquement dans cette gamme de température pour l'argent (62), c.a.d. à partir de T ∿ 17,18 K, la résistivité du métal pur s'accroît sensiblement avec les phonons de la matrice, cette augmentation de résistivité étant susceptible de modifier le régime d'effet de peau dans le métal pur et d'augmenter la profondeur de pénétration effective du champ hyperfréquence (traduite ici par δ_p). On a constaté expérimentalement par ailleurs, en particulier pour le cuivre (19) et également pour l'argent, que la valeur absolue de l'intensité du signal de résonance du métal pur s'accroît avec la résistivité résiduelle de l'échantillon (fonction du traitement métallurgique subi) et on a imputé (19) cela à une augmentation effective de δ_p avec cette résistivité résiduelle (différence de régime d'effet de peau), l'intensité du signal étant proportionnelle au carré de l'épaisseur de peau (V.47). On peut s'attendre à un effet analogue, en température cette fois, lorsque les phonons de la matrice apportent un incrément notable à la résistivité de l'échantillon [pour les échantillons d'argent concernés ci-dessus, de la série AgAIII, le rapport de résistivité (à 4 K) est de 565 ; des mesures d'intensité (jusqu'à 22 K), effectuées à 2 reprises, sur l'échantillon témoin AgAIIIS0 montrent que celle-ci s'accroît avec T à partir de ∿ 18 K, de l'ordre de 20% à 22 K (ordre de grandeur compte tenu de la précision de la mesure)].

En résumé, compte tenu de l'argument précédent, la variation observée de l'intensité (Figure (VI.6)) pour les échantillons implantés sur 1 face résulterait de la compensation sur l'intensité des 2 phénomènes suivants :

- la décroissance avec T de la susceptibilité des moments localisés qui domine le facteur d'excitation E(0)
- la croissance avec T de l'épaisseur de peau δ_p du métal pur (facteur de réémission $E(\ell)$).

Deux autres points viennent étayer cette interprétation :

- dans cette même gamme de température, l'intensité de l'échantillon AgAIIS6 (même type de recuit) implanté sur 1 face en Cr cesse de décroître (Figure (V.12)): cet effet apparait donc spécifique de la matrice d'argent pur et non des impuretés implantées.

- Pour ces mêmes températures [18 ; 27 K], un effet analogue n'est pas perceptible sur l'intensité des échantillons implantés sur les 2 faces correspondants (Figure (VI.6)) : dans ce cas $E(0) = E(\ell)$ est largement dominé par la contribution associée à la couche implantée dont la résistivité est elle-même dominée par celle des impuretés et par suite peu affectée par l'incrément dû aux phonons de la matrice argent.

d) Modification du régime dynamique de spins de l'alliage d'AgGd de la couche implantée par implantation d'antimoine

La nature du régime dynamique de spins d'un alliage dilué (dont dépend la forme de ses fréquences propres de résonance : voir chap.II, partie B) est essentiellement déterminée (lorsque $\gamma_s \simeq \gamma_d$ et $\chi_d^o/\chi_s^o >> 1$) par la grandeur du rapport: $\frac{(1/T_{sd})}{(1/T_{s\ell})}$ (VI.32) où $1/T_{sd}$ et $1/T_{s\ell}$ sont, respectivement, les taux de relaxation d'Overhauser et de spin-réseau des électrons de conduction.

. Lorsque ce rapport est notablement supérieur à 1, le régime dynamique de spins de l'alliage est de couplage fort (encore appelé de "bottleneck" fort). Tel est le cas d'un alliage dilué d'AgGd, selon les valeurs (VI.23) et (VI.18), dans la mesure où le taux de relaxation $1/T_{s\ell}$ est essentiellement déterminé par la contribution due aux Gd eux-mêmes. Précisément, on peut chercher à augmenter le taux de relaxation $1/T_{s\ell}$ en introduisant dans l'alliage des impuretés non magnétiques relaxant fortement les spins des électrons de conduction, apportant ainsi une contribution supplémentaire (par rapport à celle due aux Gd) à ce taux de relaxation. Pour un alliage de concentration donnée en Gd, on voit alors qu'en ajoutant de telles impuretés non magnétiques en concentration suffisante on peut réduire la grandeur du rapport (VI.32), c.a.d. réduire la force du couplage dynamique du système moments localisés-électrons de conduction, et atteindre un régime dynamique de couplage intermédiaire lorsque ce rapport devient de l'ordre de grandeur de 1. La forme des fréquences propres de résonance du système s'en trouve alors modifiée : une telle situation a été réalisée par Oseroff et al. (49) dans des alliages dilués d'AgGd par l'introduction d'antimoine comme impureté non magnétique (de même également par Davidov et al. (26) dans des alliages dilués d'AgMn par l'addition d'antimoine ou d'or).

. Pour deux échantillons d'argent implantés en Gd, ceux correspondants à la plus faible concentration locale de ces impuretés, on a procédé à une étude similaire en implantant l'antimoine comme impureté additionnelle : on décrit et discute ci-dessous les résultats de cette étude.

Détermination du taux de relaxation de spin réseau du à l'antimoine implanté

. Dans l'échantillon AgLISII d'argent pur témoin on a implanté de l'antimoine sur 1 face à la dose = 0.25 D_s. De l'incrément de largeur de raie par rapport au métal pur [voir figure (VI.5)], pratiquement constant en température et égal à : 12.4 ± 2 gauss, on déduit : $\left(\frac{1}{\gamma T_s}\right)_{Sb}$ = 6.8 ± 1 gauss/ppm de Sb implanté (VI.33) (pour cet échantillon, la concentration homogène équivalente d'antimoine est de : 0.91 ppm).

. Pour l'antimoine la valeur précédente (VI.33) est une limite supérieure étant donné l'influence possible des défauts créés par l'implantation ; elle serait compatible avec la seconde valeur (voir réf.(26)) : $\left(\frac{1}{\gamma T_s}\right)_{Sb}$ = 6.8 ± 2.2 gauss/ppm, donnée par Davidov et al. et déduite de leur analyse de "l'ouverture du bottleneck" d'alliages dilués d'AgMn par addition d'antimoine.

Echantillons implantés en Gd : effets associés à une implantation supplémentaire d'antimoine

. L'échantillon AgLISIII a été implanté sur les 2 faces, en Gd à la dose de 0.1 D_s et en Sb à la dose D_s ; il va s'agir en particulier de comparer son comportement observé en résonance à celui de son "semblable" AgLISI, non implanté en antimoine. [Les résultats obtenus pour l'échantillon AgAIIIS12 sont similaires : après implantation d'antimoine la visibilité du signal de spin par rapport aux signaux "cyclotrons" est réduite (matrice recuite) et la précision de la mesure s'en trouve notablement affectée].

. Précisons tout d'abord ce que l'on peut attendre d'une telle implantation d'antimoine, relativement au régime dynamique de spins de l'alliage d'AgGd de la couche implantée :

. Compte tenu du fait que la concentration locale de Sb est ∿ 10 fois supérieure à celle de Gd (ou ce qui revient au même que le rapport des doses est de 10) on peut estimer, à l'aide du rapport (VI.32), la force du couplage dynamique du système moments localisés-électrons de conduction de la couche implantée ; à partir des données numériques [(VI.23) pour le taux d'Overhauser, (VI.18) et (VI.33) pour les taux de relaxation de spin-réseau relatifs, respectivement, au Gd et à Sb] on trouve pour ce rapport une valeur de ∿ 0.35. (à très basse température la force de ce couplage dynamique serait légèrement supérieure car, selon le critère (B.17), il faut également tenir compte pour l'échange de la contribution due au champ moléculaire, celle-ci n'étant plus négligeable lorsque $\omega\tau_{ex}$ ∿ 1). Il en résulte alors,

pour la couche implantée, un régime dynamique de spins de couplage intermédiaire. Dans ces conditions la modification à apporter à la description théorique du champ transmis (VI.12) de l'échantillon implanté est la suivante :

. La forme de la relation de dispersion du mode spin n'est plus donnée par Q_2^o (VI.9), appropriée au cas du couplage fort, mais par l'expression plus générale suivante :

$$Q_2^o = \frac{1}{D_s} \frac{\left[\frac{1}{T_1} + i(\omega-\omega_1)\right]\left[\frac{1}{T_2} + i(\omega-\omega_2)\right]}{\frac{1}{\tau_d} + i(\omega-\omega'_d)} \qquad (B.92)$$

où dans cette situation de couplage intermédiaire (avec $\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o} >> 1$) les fréquences propres (complexes) de résonance du système doivent être décrites, respectivement, par $\tilde{\omega}_1$ (B.37) et $\tilde{\omega}_2$ (B.38).

. Pour la solution $\tilde{\omega}_1$ associée aux électrons de conduction, on aura essentiellement : $\omega_1 \simeq \omega_s + \lambda\chi_d^o\omega_s$ (VI.34) et $\frac{1}{T_1} \simeq \frac{1}{T_{s\ell}} + \frac{1}{T_{sd}}$ (VI.35) ; au voisinage de $\omega = \omega_s$, le facteur $\left[\frac{1}{T_1} + i(\omega-\omega_1)\right]$ est peu dépendant du champ, ne donne pas lieu à une résonance et peut être simplement décrit par :

$$\frac{1}{T_1} + i(\omega-\omega_1) \simeq \frac{1}{T_{s\ell}} + \frac{1}{T_{sd}}(1 - i\omega\tau_{ex}) = \frac{1}{T_{s\ell}} + \frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega\tau_{ex}) \qquad (VI.36)$$

. dans (B.92), c'est ce facteur (dans lequel on a ici une contribution supplémentaire et même dominante, due à $\frac{1}{T_{s\ell}}$) qui assure essentiellement l'amortissement du mode spin et on peut voir, par comparaison à l'expression (VI.9) appropriée au cas du couplage fort, qu'à une température donnée cet amortissement sera plus grand que dans le cas du couplage fort ; par voie de conséquence le poids relatif de la couche implantée dans le dénominateur du champ transmis (VI.12) sera plus important que dans le cas où il y a absence d'antimoine.

. Pour la solution $\tilde{\omega}_2$ associée aux moments localisés on aura, dans cette situation de couplage intermédiaire, une fréquence de résonance ω_2 comprise entre ω_d et ω'_d, c.a.d. correspondant à un facteur g compris entre $g_d = 1.99$ et $g'_d = 2.09$ pour l'AgGd, et un taux de relaxation $\frac{1}{T_2}$ dont la pente en température est comprise entre la valeur du cas limite de couplage fort (3.6 g/K pour l'AgGd) et celle du taux de Korringa $\frac{1}{T_{ds}}$ (25 g/K) [son taux de relaxation résiduel $\frac{1}{T_{d\ell}}$ étant le même que dans $\frac{1}{\tau_d}$].

. A très basse température, où les largeurs de raie $\frac{1}{T_2}$ et $\frac{1}{\tau_d}$ seront plus faibles, Q_2^o (B.92) aura un caractère résonnant autour d'une fréquence comprise entre ω_2 et ω'_d.

Pour l'échantillon AgLISIII les résultats expérimentaux sur le spectre transmis sont les suivants :

. A très basse température les lobes B sur la forme de raie sont peu visibles, la variation en température ($T \lesssim 12$ K) de la phase du signal transmis et de la position de la raie est indiquée sur la figure (VI.2), la variation de la largeur de raie en fonction de la température est donnée sur la figure (VI.5) et celle de la quantité $S = A \times \Delta H$ sur la figure (VI.8). Ces résultats peuvent être comparés à ceux obtenus pour l'échantillon AgLISI, non implanté en antimoine. En particulier le résultat le plus remarquable porte sur "l'intensité" S du signal (ou sur ce qui revient qualitativement au même sur l'amplitude de la raie) : pour l'échantillon AgLISIII sa variation relative en température est plus faible et surtout sa valeur absolue, à basse température, est nettement plus faible que pour l'autre échantillon [par exemple à T = 3 K, le rapport des intensités de ces deux échantillons est ~ 15, celui des amplitudes ~ 24].

Pour l'échantillon AgLISIII on peut, en s'appuyant sur ce qu'indique une étude de simulation au calculateur, faire les commentaires suivants, essentiellement d'ordre qualitatif :

- Comme pour l'échantillon AgLISI le spectre transmis est "tiré" à basse température vers la position de résonance (à ω'_d) associée aux impuretés et la position de la raie est déterminée essentiellement par l'excitation résonnante χ_i^* (VI.7) ; on peut qualitativement comprendre le fait que la raie de l'échantillon AgLISIII soit davantage déplacée vers les bas champs dans la mesure où le pôle de résonance de la couche implantée est plus proche de ω'_d.

- la réduction d'amplitude du signal nous semble devoir être associée au fait que l'amortissement du mode spin dans la couche implantée est grand et que, par suite, le poids relatif (par rapport à la partie métal pur) de cette couche implantée est plus important (dans le dénominateur [R] du champ transmis) : il en résulte sur le champ transmis une réduction de l'effet de l'excitation (numérateur).

- à haute température ($T > 18$ K), on constate que la largeur de raie de l'échantillon AgLSIII suit la même variation en température que celle du métal pur témoin. Dans cette gamme de température la largeur de raie reflète celle du dénominateur $[R] = 2d_i\chi_s^o D_s Q_2^o + d_p\chi_p\Omega_p$. On peut essayer de décrire de manière approchée, d'après la relation de dispersion du mode spin (B.92), ce qu'est sensée représenter l'augmentation de largeur de raie (par rapport au métal pur) associée aux couches implantées. Dans la couche implantée, à haute température, le taux de relaxation est essentiellement (à un facteur correctif près $\lesssim 1$) $\frac{1}{T_1} \simeq \frac{1}{T_{s\ell}} + \frac{1}{T_{sd}}$, c.a.d. le taux de relaxation des électrons de conduction.

. Pour l'échantillon AgLISIII l'augmentation de largeur par rapport au métal pur témoin est de 96 ± 5 gauss [figure (VI.5)].

. On peut rendre compte de cette augmentation de largeur (tout au moins en ordre de grandeur) essentiellement par la contribution, largement dominante ici, des impuretés de Sb au taux de relaxation de spin-réseau $\frac{1}{T_{s\ell}}$: pour cet échantillon la contribution attendue, d'après (VI.33), serait en effet de 99 ± 10 gauss.

. En résumé, les caractéristiques du signal transmis observé pour l'échantillon AgLISIII (en particulier la forte réduction de l'amplitude du signal) semblent bien indiquer que le régime dynamique de spins de l'alliage d'AgGd de la couche implantée a été effectivement modifié par l'implantation d'antimoine et que celui-ci est alors de couplage intermédiaire.

D. ECHANTILLONS D'ALUMINIUM IMPLANTES EN Gd

1. Caractéristiques des échantillons d'aluminium implantés en Gd

. Nous avons étudié en résonance trois échantillons implantés en Gd : on indique ci-dessous leurs caractéristiques relativement à l'implantation (tableau VI.2) et à l'état métallurgique de la source de métal pur utilisée.

TABLEAU VI.2 : Caractéristiques des échantillons d'aluminium implantés en Gd

Nom de l'échantillon	épaisseur (en µm)	α	énergie E (keV)	R_p (en Å)	dose (unité D_s)	concentration $\bar{c}$ (en ppm)
AlAIIIS1	35	1	100	370	1	2690
AlAIIIS2	35	2	100	370	1	2690
AlFS4	24	2	100	370	0.04	108
			160	530	0.1 / 0.06	113

. Dans ce tableau : α désigne le nombre de faces implantées et la dose d'implantation est exprimée en fonction de notre dose standard égale à $D_s = 5.25 \times 10^{14}$ ions/cm^2. Pour ces implantations en Gd, c'est l'isotope Gd_{157} qui a été choisi avec un degré d'ionisation 2. Correspondant à l'énergie E d'implantation choisie on a indiqué la profondeur moyenne d'implantation R_p et pour la dose considérée on donne la concentration "moyenne" locale $\bar{c}$ (telle que nous l'avons définie en (IV.5) et calculée à partir de la donnée de δR_p, caractérisant la largeur du profil d'implantation). Les caractéristiques (R_p, δR_p) des profils de distribution des ions

implantés ont été déterminées théoriquement, comme indiqué au chap.IV, et présentées dans le tableau IV (voir implantation de Gd dans l'aluminium). Il est à noter pour l'échantillon AlSF4, dont la dose totale d'implantation est de 0.1 D_s par face, qu'au cours de l'implantation on a fait varier l'énergie de manière à obtenir une concentration "moyenne" locale en Gd la plus faible possible : si l'on tient compte de la superposition des 2 profils, celle ci reste de l'ordre de 110 à 120 ppm.

état métallurgique de la source d'aluminium utilisée :

- les deux premiers échantillons d'aluminium implantés (dans le tableau VI.2) correspondent à une source d'aluminium de haute pureté (fournie par A.Janóssy) : les lames de métal pur ont subi un recuit (noté AIII) d'environ 2 heures, sous vide secondaire, à une température de 480°C. L'effet de ce recuit a été d'augmenter le rapport de résistivité initial RR = 1712 à la valeur RR = 2055 (lames de 35 µ. L'échantillon témoin de métal pur, également étudié en résonance, est noté AlAIIISO.

- l'échantillon AlSF4 correspond à un aluminium de moins bonne pureté (M.R.C. : Material Research Corporation). Cet échantillon, en tant que métal pur, avait été préparé et étudié en résonance par F.Beuneu au cours de son travail de thèse de 3^e cycle (57) : il avait été laminé (épaisseur initiale de la feuille : 50 µ) et n'avait pas subi de recuit ultérieur, son rapport de résistivité étant (57) de RR = 298 (nous avons précisément choisi cet échantillon pour sa "bonne" ligne de base observée en résonance par transmission). Après implantation et passage en résonance, son rapport de résistivité mesuré était de RR = 330 indiquant un léger effet de recuit de la matrice à température ordinaire (57).

2. Résultats expérimentaux obtenus en résonance ; analyse et discussion

. Comme cela apparait dans le tableau VI.2, les échantillons d'aluminium implantés que nous avons étudiés correspondent à deux valeurs très différentes de la concentration "moyenne" locale en Gd dans l'alliage de la couche implantée. On rend compte ci-dessous, pour ces échantillons implantés, des résultats que nous avons obtenus en résonance en les commentant brièvement et en mettant en relief les principales conclusions (essentiellement d'ordre qualitatif) que l'on peut tirer d'une telle étude. D'autre part on s'appuiera, dans notre analyse, sur des résultats expérimentaux de résonance obtenus (63,64) sur des alliages homogènes d'AlGd en faisant référence aux travaux suivants :

- expériences de réflexion de Rettori et al. (63) portant sur des échantillons polycristallins d'AlGd correspondant à une concentration nominale en Gd comprise dans la gamme [10 ; 1000 ppm]
- expériences de transmission de Siebert et al. (64) relatives à 3 échantillons très dilués d'AlGd de concentration respectivement égale à : 4 ; 7.5 ; 10.5 ppm.

a) échantillons implantés de concentration locale en Gd "forte"

. Le signal de résonance observé en transmission pour les échantillons AℓAIIIS1 et AℓAIIIS2 apparait Lorentzien dans la gamme de température étudiée (en tout cas symétrisable en champ) et on note dans la gamme [3;25 K] une variation totale de la phase du signal transmis de l'ordre de 20 degrés pour l'échantillon implanté sur 1 face et de l'ordre de 40 degrés pour l'échantillon implanté sur les 2 faces. Le résultat le plus remarquable pour ces échantillons implantés en Gd porte sur l'intensité du signal de résonance telle qu'elle apparait sur la Figure (VI.10) : si l'on peut comprendre que l'effet d'augmentation d'intensité par rapport au métal pur témoin (mesuré à $T \gtrsim 25$ K) soit grosso modo quadratique lorsqu'on passe d'une implantation sur 1 face à une implantation sur les 2 faces, on constate pour chacun de ces échantillons implantés que dans la gamme de température étudiée la variation relative en température de l'intensité est très faible, ce qui pose un problème. Aussi avons nous, pour élucider ce point, effectué une expérience de réflexion sur l'échantillon AℓAIIIS1 et les résultats de cette expérience sont les suivants : dans la gamme de température étudiée [2;10 K] le spectre de résonance se compose de 2 raies :

- l'une correspond par ses caractéristiques (position, largeur) au signal observé en transmission et par suite doit être associée à la diffusion des électrons de conduction au sein de l'échantillon.

- l'autre, plus large, a une position correspondant à un $g \simeq 2.045$; on constate que son élargissement est faible et que son intensité varie peu lorsque la température augmente. On peut simplement conclure de ce résultat que ce signal, devant être associé aux impuretés fixes dans l'épaisseur de peau, n'est pas d'origine paramagnétique et n'est pas dû à des impuretés de Gd isolées : si tel était le cas, on s'attendrait en effet à ce que son intensité suive la loi de susceptibilité paramagnétique des Gd et à ce qu'il s'élargisse rapidement lorsque la température augmente (comme le taux de Korringa dont nous donnerons ultérieurement l'ordre de grandeur pour ce système). Pour cet échantillon implanté la concentration locale en impuretés dans la couche implantée est élevée (typiquement supérieure à 2000 ppm comme cela est indiqué dans le tableau (IV.2)) alors qu'il est connu que le Gd, de même que les autres terres rares, est très faiblement soluble dans l'aluminium (la limite de solubilité, évaluée d'après des mesures de résistivité, est (65) de l'ordre de 30 à 40 ppm). Pour interpréter le signal de résonance observé il apparait qu'on doive considérer que l'alliage de la couche implantée ne correspond pas à une bonne solution solide des impuretés diluées dans la matrice : on ne peut préciser davantage l'origine d'un tel signal (Gd sous forme de précipités ou dans des phases du type Al_2Gd, Al_3Gd ?) mais il nous semble que l'observation précédente met clairement en relief, pour ce système, un problème d'ordre métallurgique lié à la faible solubilité du Gd dans l'aluminium.

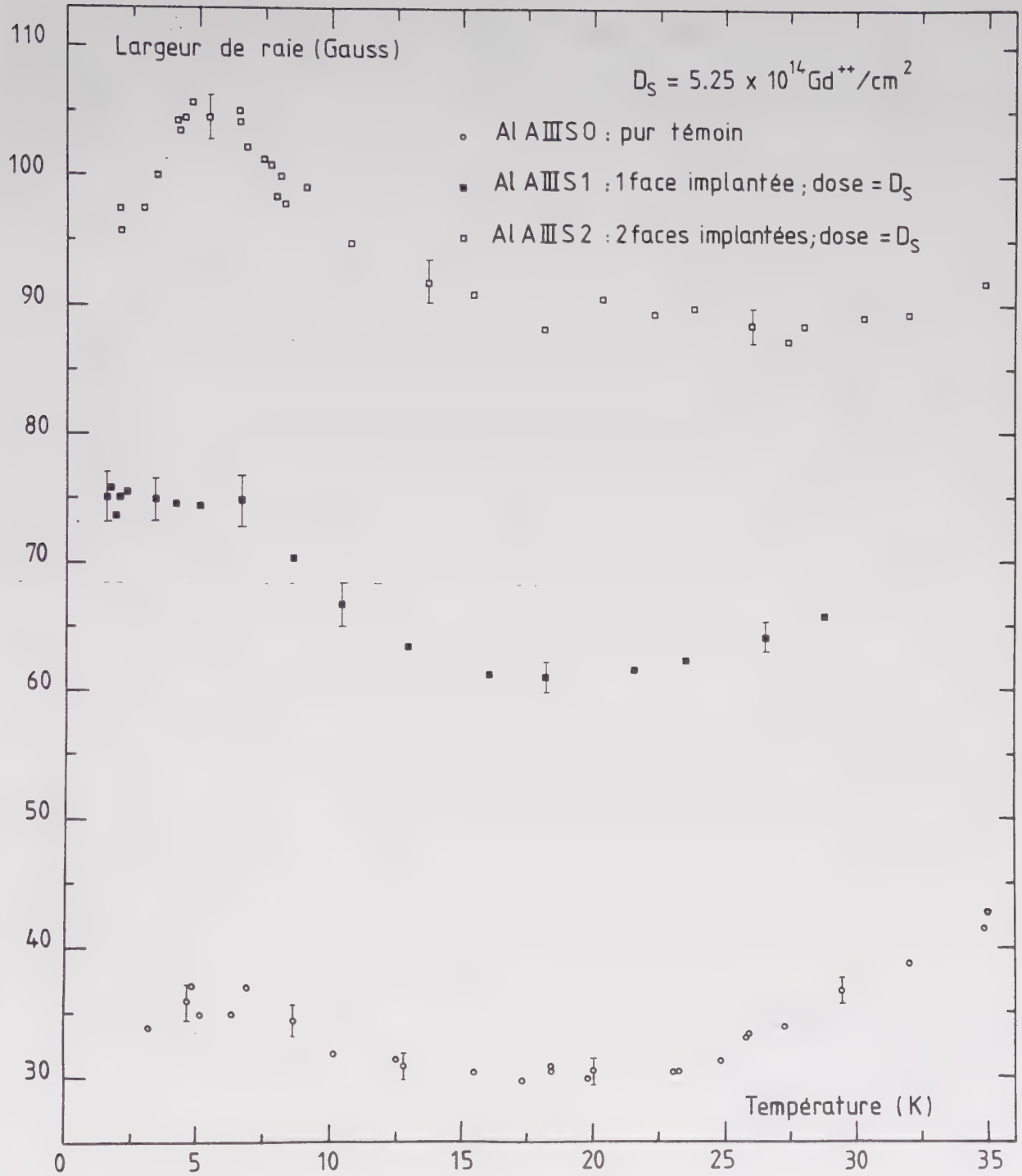


Figure VI.9 : Largeur de raie totale à mi-hauteur, en fonction de la température, pour 2 échantillons d'aluminium implantés en Gd, respectivement, sur 1 face et sur les 2 faces (dose identique par face) et pour leur témoin de métal pur (matrice recuite, de haute pureté).
Pour la dose d'implantation (D_s) et l'énergie (100 kev) considérées la concentration moyenne locale en Gd dans la couche implantée est élevée (>2000 ppm).

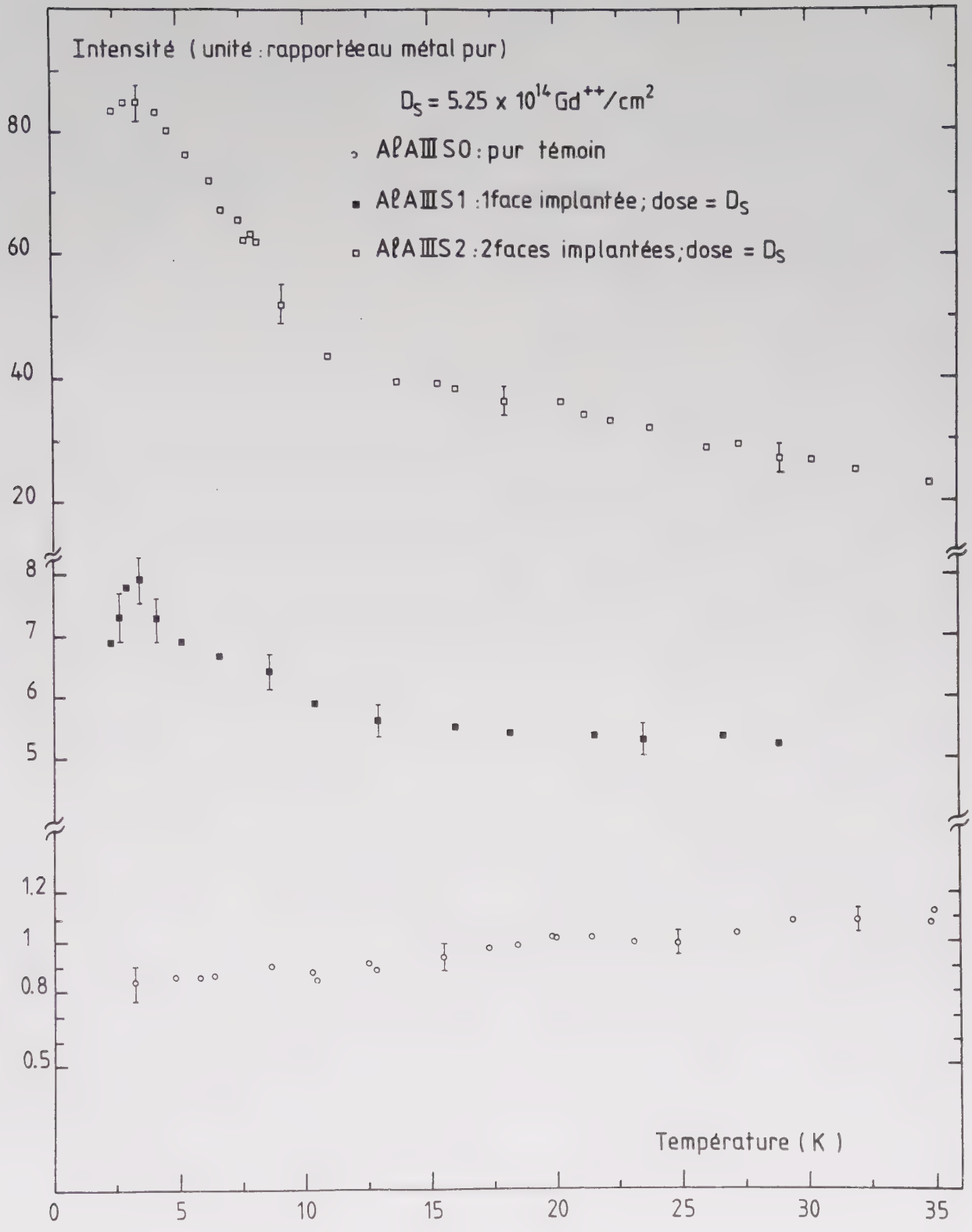


Figure VI.10 : Variation en température de l'intensité (S = AxΔH) du signal observé en transmission pour 2 échantillons d'aluminium implantés en Gd, respectivement, sur 1 face et sur les 2 faces et pour leur témoin de métal pur. L'unité d'intensité est celle du métal pur, prise à T∿20K. Pour l'implantation considérée (dose D_s ; énergie 100 kev) la concentration locale en Gd est élevée (≳2000ppm).

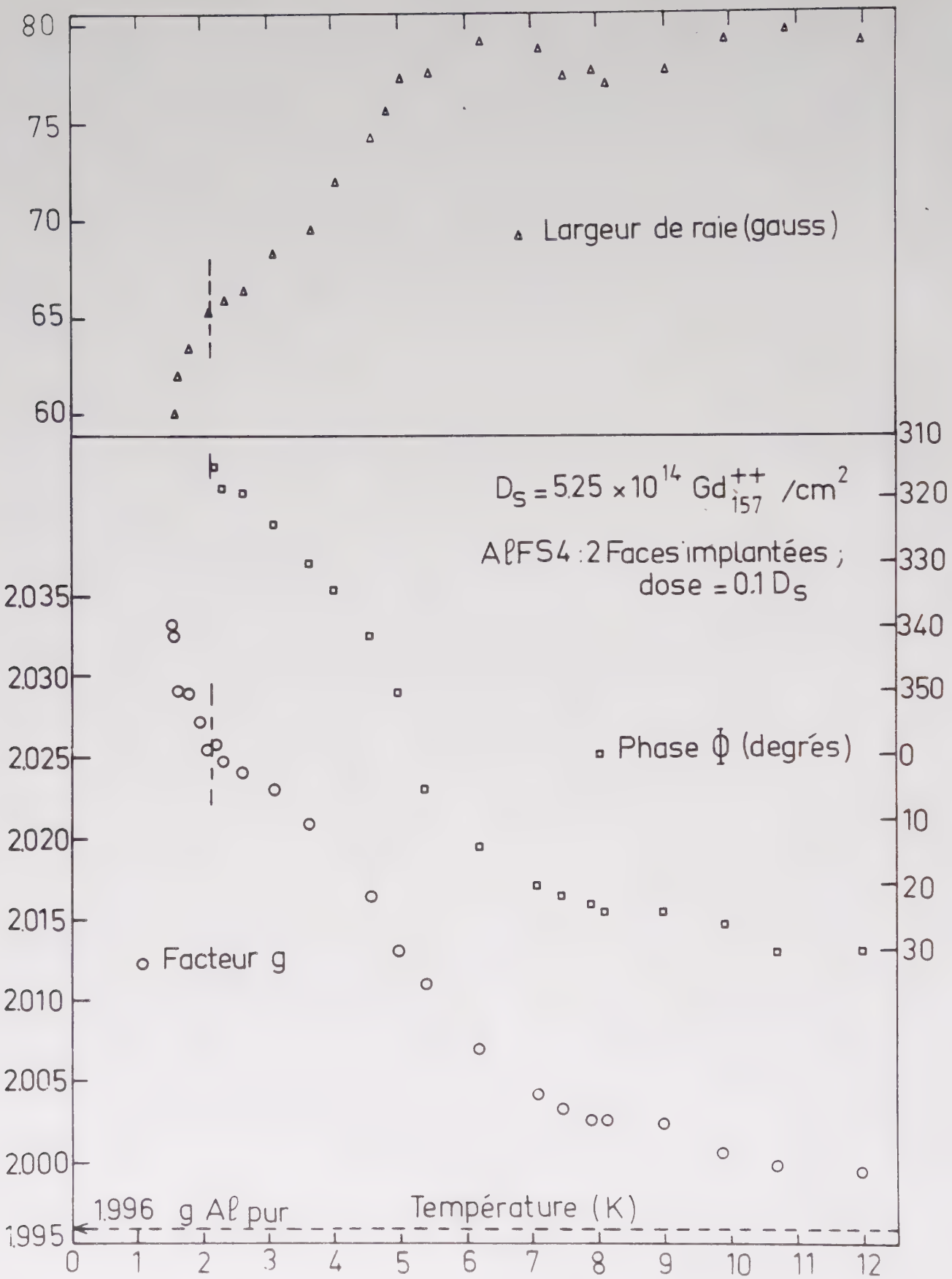


Figure VI.11 : Variation à basse température de la largeur de raie (à mi hauteur du lob
A central), de la position (traduite en facteur g) et de la phase Φ du
signal transmis pour l'échantillon AlFS4 implanté sur les 2 faces en Gd.
Pour l'implantation considérée la concentration locale en Gd est ∿ 100pp

- information relative à la largeur de raie

Pour les échantillons implantés considérés et leur témoin de métal pur, la largeur de raie est portée en fonction de la température sur la Figure (VI.9). Si on considère, pour chacun des échantillons implantés, la valeur moyenne de l'incrément de largeur de raie par rapport au métal pur témoin dans la gamme [17;25 K], celle-ci est de 31 ± 1 gauss pour l'échantillon implanté sur 1 face et de 59.7 ± 2 gauss pour l'échantillon implanté sur les 2 faces (correspondant pratiquement à un doublement de l'effet pour une implantation sur les 2 faces). Si on interprète cette augmentation de largeur de raie essentiellement en terme du taux de relaxation de spin-réseau $(\frac{1}{T_{s\ell}})_{Gd}$ induit par les impuretés de Gd implantées on aurait pour cette largeur, à partir des valeurs précédentes, $\frac{1}{\gamma T_{s\ell}}$ = 6.1 ± 0.3 gauss/ppm de Gd. Cette valeur se trouve être très proche de celle : $(\frac{1}{\gamma T_{s\ell}})_{Gd}$ = 6.5 ± 1 gauss/ppm (VI.37) qu'on peut déduire des expériences de Siebert et al. (64) réalisées sur des alliages homogènes très dilués (on ne justifiera pas ici l'analyse que l'on peut faire de telles expériences de transmission).

. Cette comparaison semble ainsi indiquer que, pour ces échantillons implantés, l'augmentation de largeur de raie observée à haute température est essentiellement à associer à ce mécanisme de relaxation.

b) échantillon implanté AlFS4 de concentration locale en Gd "faible"

. L'échantillon AlFS4 (voir paragraphe 1) a été implanté sur les 2 faces en Gd, à une dose = 0.1 D_s par face correspondant à une concentration locale en impuretés typiquement de l'ordre de 100 ppm. Le spectre transmis (on a effectué uniquement une expérience de transmission) présente des caractéristiques tout à fait semblables à celles observées pour les échantillons d'argent implantés sur les 2 faces en Gd (cet échantillon d'aluminium est à comparer en particulier, pour ses résultats de résonance, aux échantillons d'argent AgLISI et AgLISIII implantés sur les 2 faces en Gd à la même dose : 0.1 D_s) : on observe à basse température une variation de la forme de raie (apparition de lobes B), celle-ci s'accompagnant d'une variation de phase du signal transmis (cette phase du signal devenant pratiquement constante en température pour T > 12 K). Les principaux résultats expérimentaux relatifs à cet échantillon sont portés, en fonction de la température, sur la Figure (VI.11) et pour l'intensité du signal ($S = A \times \Delta H$) sur la Figure (VI.8) : ces résultats peuvent s'interpréter essentiellement dans les mêmes termes que ceux développés dans l'analyse des spectres transmis des échantillons d'argent implantés en Gd. Le spectre transmis est dominé à basse température par l'excitation résonnante des électrons de conduction dans l'épaisseur de peau de la couche

implantée (le champ transmis est décrit par (VI.12) où, au numérateur, $\chi_i^*(H)$ est donné par (VI.7). Les résultats expérimentaux obtenus en résonance (63,64) sur des alliages homogènes très dilués d'AlGd viennent étayer une telle analyse et on indique ci-dessous l'information que l'on peut extraire, relativement à l'interaction d'échange, de ces expériences :

- En réflexion, la raie associée aux impuretés fixes dans l'épaisseur de peau a pour paramètres de résonance : (B.90) $\omega'_d = \omega_d(1 + \lambda\chi_s^o)$ pour la fréquence de résonance et (B.91) $\frac{1}{\tau_d} = \frac{1}{T_{d\ell}} + \frac{1}{T_{ds}}$ pour le taux de relaxation ; si on interprète en ces termes la raie de résonance observée en réflexion par Rettori et al. (63) dans leurs alliages très dilués (10 à 40 ppm) on déduit de leurs résultats expérimentaux que pour les moments localisés :

$$g'_d = 2.08 \pm 0.02 \text{ et que la largeur de raie de Korringa est de}$$

$$\frac{1}{\gamma T_{ds}} = 45 \pm 10 \text{ gauss/K} \qquad \text{(VI.38)}$$

- En transmission, Siebert et al. (64) observent, à très basse température, sur l'aile en bas champ de la raie C.E.S.R., une raie de résonance correspondant à un $g \simeq 2.09 \pm 0.02$, qui disparait rapidement avec la température et dont l'élargissement en température est compatible avec (VI.38). On peut interpréter une telle raie, associée aux moments localisés, en terme de l'excitation des électrons de conduction dans l'épaisseur de peau comme cela est traduit dans l'expression (II.62) de l'impédance Z^{out} (explicitée ci-après en (VII.6)). Sa position doit correspondre au facteur g'_d des moments localisés et la valeur ci-dessus apparait bien cohérente avec celle déduite des expériences de réflexion (63).

. Des valeurs précédentes obtenues pour g'_d et le taux de Korringa (VI.38), on peut estimer l'ordre de grandeur du paramètre $\omega\tau_{ex}$ pour le système AlGd (où τ_{ex} lié à l'échange est défini par (B.13)). Moyennant l'hypothèse que le facteur g_d intrinsèque du Gd dans l'aluminium est ~ 1.99 (c.a.d. semblable à ce qu'il est dans l'argent ou dans un isolant), on déduit alors que $\omega\tau_{ex} \simeq 1$ à $T = 3.5$ K (valeur pour une expérience à 9.2 GHz et donnée à 30 % près compte tenu de l'imprécision sur les différents paramètres). Cet ordre de grandeur pour le paramètre $\omega\tau_{ex}$ permet de comprendre la variation en température de la phase du signal transmis telle qu'elle est observée pour l'échantillon implanté AlFS4 ; on peut voir sur la Figure (VI.11) que l'effet médian de cette variation de phase est typiquement obtenu pour $T \sim 4.5$ K.

. D'autre part la variation relative de l'intensité du signal à basse température [Figure (VI.8)] semble bien indiquer que la susceptibilité des moments localisés suit une loi paramagnétique et que les Gd implantés se comportent, à cette concentration locale, comme des impuretés isolées.

. En résumé, il apparait nécessaire pour obtenir une information pertinente sur ce système AlGd d'étudier des alliages très faiblement concentrés.

CHAPITRE VII

SYSTEME PREPARE PAR IMPLANTATION : Ag Er

A - CARACTERISTIQUES DES ECHANTILLONS D'ARGENT IMPLANTES EN Er

Parmi les différents échantillons implantés en Er que nous avons préparés, on indique ci-dessous les caractéristiques, relativement à l'implantation et à la source de métal pur utilisée, de ceux pour lesquels on rendra compte des résultats obtenus en résonance. Pour ces implantations en Er on a choisi (avec un degré d'ionisation 2) l'isotope Er_{168}; celui-ci ayant un spin nucléaire nul, il ne donne pas lieu en résonance à une structure hyperfine. Correspondant à l'énergie d'implantation choisie E = 260 keV, la profondeur moyenne d'implantation est de Rp = 305 Å et pour notre dose standard d'implantation (D_s=5.25 x 10^{14} ions/cm^2) la concentration "moyenne" locale $\bar{c}$ (définie en (IV.5) et calculée à partir de la donnée de δRp) est de $\bar{c}$ = 2050 ppm. Ces caractéristiques du profil de distribution des ions implantés ont été déterminées théoriquement, comme indiqué au chap.IV, et présentées dans le tableau IV.

Les échantillons implantés en Er dont nous ferons mention correspondent à une source d'argent très pure (argent COMINCO 6N) et sont les suivants:

échantillon Ag6F1 : (son épaisseur est de ≈ 40μ)

- cet échantillon, en tant que métal pur, avait été préparé et étudié en résonance par F.Beuneu [thèse de 3ème cycle (57)] : il avait été laminé et non recuit, son rapport de résistivité étant (57) de RR = 157 (on a précisément choisi cet échantillon pour sa "bonne" ligne de base observée en résonance par transmission, sa largeur de raie résiduelle à basse température étant ΔH≈39.2 ± 1 gauss comme indiquée sur la Figure (VII.3)).
- nous l'avons tout d'abord implanté en Er(comme indiqué plus haut) sur 1 face à la dose $2D_s$, ce qui correspond à une concentration locale $\bar{c}$ = 4100 ppm, et étudié en tant que tel en résonance par transmission.
- nous l'avons ensuite implanté en Er sur l'autre face (même implantation, même dose: $2D_s$) et étudié à nouveau en résonance, en transmission et en réflexion.

échantillon Ag16: (son épaisseur est de: 12.5μ)

Pour cet échantillon implanté le métal pur de départ est constitué d'une lame polycristalline d'argent (épaisseur nominale: 12.5μ) laissée en l'état donné par le fournisseur (pour les lames de même origine, d'épaisseur 25μ, le rapport de résistivité est de RR= 390). Il a été implanté en Er sur les 2 faces à la dose $3D_s$ par face, ce qui correspond par suite à une concentration "moyenne" locale $\bar{c}$ = 6150 ppm, et étudié en résonance par transmission.

B - SIGNAL EN REFLEXION : RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSE

Comme indiqué précédemment nous avons effectué une expérience de réflexion sur l'échantillon Ag6F1, implanté sur les 2 faces en Er : on rend compte ci-dessous de ces résultats et de leur analyse. L'état électronique de l'Er dans l'argent est essentiellement celui correspondant à l'$Er^{+++}(4f^{11}, {}^4I_{15/2})$. Le champ cristallin interagit fortement avec l'ion Er(état non S) et l'état fondamental (dans le champ cristallin de symétrie cubique) est un doublet de Kramers Γ_7, de spin effectif $S = 1/2$ et de facteur $g = 6.73 \pm 0.1$ (66): précisément, avec l'Er dans l'argent, Griffiths et Coles(66) ont été les premiers à mettre en évidence (en réflexion) la résonance d'un état non S dans un métal.

Pour l'échantillon Ag6F1 on observe en réflexion (spectromètre (48) à 10.9 GHz) une raie de résonance associée aux impuretés d'Er implantées (on n'observe pas, au niveau de g=2, la raie C.E.S.R. des électrons de conduction de l'argent, celle-ci étant large et peu intense comme l'indique l'expérience de transmission): on va décrire ses caractéristiques en les commentant. Comme sur le spectre en réflexion d'un alliage homogène d'AgEr, ce signal pour l'échantillon implanté correspond à la contribution résonnante associée aux impuretés fixes dans l'épaisseur de peau. Pour un échantillon implanté on a décrit théoriquement cette contribution résonnante (chap VI.C.paragraphe b) et on rappelle l'expression de l'impédance correspondante (partie résonnante):

$$[Z_o^{in}(\omega)]_{rés} = \frac{2d_i}{\sigma_p \delta_p^2} \frac{\omega \chi_d^o}{[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega - \omega_d')]} \frac{1}{(1 + \varepsilon_{ip})} \qquad \text{(VI.2)}$$

où ε_{ip} est donné par (V.53), son module étant inférieur à 1.

Ce signal correspond à une forme de raie intrinsèquement Lorentzienne (terme résonnant Lorentzien Ω_d) dont les paramètres de résonance sont donnés, selon (B.90) et (B.91), par:

(VII.1) $\omega_d' = \omega_d(1 + \lambda \chi_s^o)$: fréquence de résonance des ions déplacée par échange

(VII.2) $\frac{1}{\tau_d} = \frac{1}{T_{d\ell}} + \frac{1}{T_{ds}}$: taux de relaxation des impuretés qui comprend, outre une contribution résiduelle $\frac{1}{T_{d\ell}}$, le taux de Korringa $\frac{1}{T_{ds}}$ associé à l'échange.

1 - Forme de raie:

On observe expérimentalement que, dans la gamme de température [4;14K], le rapport A/B est pratiquement constant et égal à: 1.25 ± 0.05 (il est légèrement inférieur pour T<4K); on rappelle que dans l'expérience de réflexion la quantité mesurée correspond à la dérivée de la puissance absorbée par rapport au champ statique: un tel rapport A/B pour la raie observée correspond à une phase $\phi \simeq -11$ degrés pour le facteur multiplicatif de la Lorentzienne (voir note en bas de page

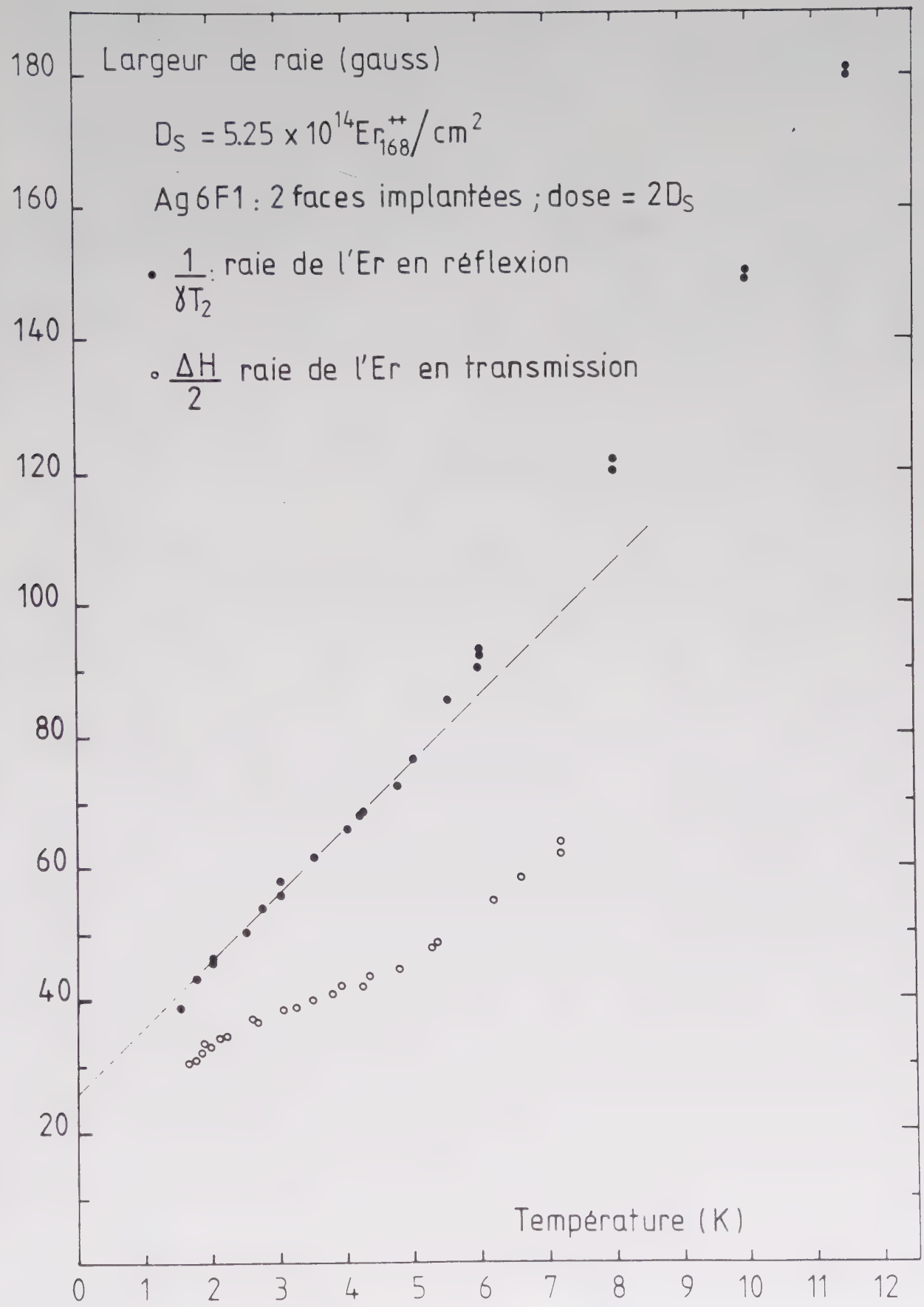


Figure VII.1 : Variation en température de la largeur de raie de l'Er pour l'échantillon Ag6F1 implanté sur les 2 faces: - en réflexion, on analyse la raie comme une Lorentzienne et on tire $1/\gamma T_{rel}$ correspondant au taux de relaxation de l'Er; - en transmission: on a porté la valeur de la demi-largeur à mi-hauteur de la raie d'Er transmise, celle-ci devant correspondre à l'information précédente si la raie était une Lorentzienne.

au chap.VI.C.b).
Une telle phase ϕ (qui rend compte de l'effet de peau) correspond grosso modo à ce que l'on attend d'après l'ordre de grandeur de $\varepsilon_{ip} = (1+i)\frac{\delta_p}{\delta_i}\frac{d_i}{\delta_i}$ (V.53), la couche implantée étant mince pour le mode courant.

2 - Position de la raie:

Dépouillant la raie observée comme une Lorentzienne (procédure justifiée étant donné ses caractéristiques) on déduit de sa position en champ l'information suivante, relative aux impuretés d'Er dans l'argent et selon (VII.1):

$g'_d = 6.83 \pm 0.01$ (VII.3), c.a.d. une valeur conforme à celle trouvée dans la littérature (53,67) et qui indique un léger déplacement, dû à l'échange, par rapport au facteur g de l'Er dans un site de symétrie cubique.

3 - Largeur de raie:

La largeur de raie observée, sensée représenter selon (VII.2) $\frac{1}{\gamma' \tau_d}$ (avec le γ approprié:γ'), est portée en fonction de la température(rond noir) sur la Figure (VII.1). ^{d}

Relaxation, associée à l'échange, des moments localisés par les électrons de conductio

De la variation linéaire en température(droite en pointillés) de la largeur de raie, observée dans la gamme [1.5; 5K], on déduit que dans cette gamme de température la largeur de raie de Korringa des impuretés est de: $\frac{1}{\gamma' T_{ds}} = 10 \pm 1$ gauss/K(VII.4). On constate d'autre part sur la Figure (VII.1) qu'à partir typiquement de $T \sim 5K$ l'augmentation en température de la largeur de raie est plus rapide qu'à basse température: pour l'Er dans l'argent, dans cette même gamme de température, un tel effet a également été observé par Rettori et al (68) et peut être interprété comme ces auteurs l'indiquent (il est encore plus net pour le cas de l'Er dans l'or (52)). Cette modification en température du taux de relaxation des impuretés par les électrons de conduction est à attribuer à une contribution supplémentaire (52) à la relaxation (par rapport à celle associée à l'état fondamental Γ_7 des impuretés) due aux états excités de champ cristallin, les transitions état fondamental-états excités étant induites par l'interaction d'échange impureté-électrons de conduction. L'hamiltonien du système doit être représenté par un hamiltonien de spin (52) qui décrit le champ cristallin de symétrie cubique(jusqu'à l'ordre 6) et inclue les contributions Zeeman: pour l'Er dans l'argent, de cette déviation par rapport à la loi linéaire de basse température et par comparaison avec leur expression théorique (52) pour la largeur de raie, Rettori et al (68) déduisent pour l'écart en énergie entre le 1er état excité $\Gamma_8^{(1)}$ et l'état fondamental Γ_7:$\Delta \simeq 35 \pm 7$K correspondant à $x = -0.35$ (où x est le paramètre défini par Lea, Leask et Wolf(69)). Oseroff et al (70) ont par ailleurs déterminé expérimentalement la loi en température de la susceptibilité des Er dans l'argent(qui diffère de celle attendue d'un Γ_7 isolé) et, par comparaison avec l'expression théorique de cette susceptibilité, ils déduisent pour ces mêmes paramètres des valeurs très proches:$\Delta = 30 \pm 5$K correspondant à $x = -0.33 \pm 0.02$ et donnent pour le splitting total dû au champ cristallin une valeur de 160 ± 25 K.

largeur de raie résiduelle des impuretés:

Par extrapolation à T = 0 de la largeur de raie observée dans la gamme[1.5; 5K], on trouve que la largeur de raie résiduelle des impuretés d'Er implantées est de: $\delta H_{d\ell} = \frac{1}{\gamma}\frac{1}{T_{d\ell}} = 25.8 \pm 1$ gauss (VII.5). On peut constater que cette valeur pour la largeur de raie résiduelle des Er est inférieure à celle trouvée typiquement dans des alliages homogènes d'AgEr, de concentration correspondante et à 9.2GHz: pour une poudre de concentration 1500 ppm Dahlberg (71) trouve un $\delta H_{d\ell} \sim 50$ gauss.
Précisément Dahlberg (71) a étudié en fonction de la fréquence (expériences à 1.7 et 9.2 GHz) la largeur de raie résiduelle de l'Er dans l'argent, pour différentes concentrations, et il met en particulier en évidence la présence dans cette largeur de raie d'une contribution linéaire en fréquence et indépendante de la concentration: il attribue cette contribution aux contraintes subsistant dans le réseau de la matrice (ses poudres sont non recuites) et qui ont pour effet d'engendrer une distribution des valeurs de g pour l'Er. Pour les échantillons implantés il serait également souhaitable d'effectuer une étude en fréquence et, au vu du résultat que nous obtenons pour la largeur de raie résiduelle des Er implantés, la question se pose de savoir si toutes les impuretés participent à la résonance observée (en principe on pourrait obtenir une telle information de l'intensité du signal mais il est très difficile d'avoir une calibratinn précise de sa valeur absolue).

4 - Intensité du signal

Comme indiqué précédemment on a analysé la raie observée comme une Lorentzienne; une mesure de l'intensité du signal est alors donnée (la forme de raie variant peu en température) par la grandeur du produit: $(A+B)\delta H^2$ où δH représente la largeur de raie, A et B les amplitudes des lobes situés de part et d'autre de la ligne de base. On a mesuré l'intensité du signal de résonance dans la gamme [2; 12K] et on trouve que cette intensité suit en température (compte tenu des barres d'erreur) la même loi de variation que la susceptibilité des moments localisés (70). Ce résultat indique que le signal de résonance de l'Er en réflexion est simplement proportionnel à la susceptibilité de ces impuretés, conformément à ce que l'on attend d'après l'expression de l'impédance (VI.2).

C SIGNAUX EN TRANSMISSION: RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSE

Dans cette partie on va rendre compte des résultats expérimentaux que nous avons obtenus en transmission sur les échantillons d'argent implantés en Er et s'efforcer d'analyser, au moins qualitativement, les différentes caractéristiques de ces spectres transmis. Comme pour les autres systèmes moments localisés-électrons de conduction, il va s'agir notamment de comparer ces résultats expérimentaux à ceux obtenus (53, 67, 70) en transmission sur des alliages homogènes dilués d'AgEr, préparés classiquement. Aussi allons-nous tout d'abord considérer le cas de ces alliages homogènes dilués d'AgEr: on va indiquer, conformément à notre description théorique donnée au chap.II pour un alliage homogène, comment on peut interpréter et analyser les spectres transmis observés(en particulier la raie de résonance de l'Er observée

en transmission) et donner les valeurs des différents paramètres, relatifs à ce système moments localisés-électrons de conduction, que l'on peut déduire de tels spectres.

1. Alliages homogènes dilués d'AgEr: spectres transmis

a) description théorique du spectre transmis:

Comme indiqué au chap.II, le signal observable en transmission dans un alliage magnétique homogène (cas limite $\delta_{eff} >> \delta$) est décrit théoriquement à partir de l'expression de l'impédance Z^{out}:

$$Z^{out} = \frac{K_s \eta_s}{\sigma D_s} \frac{\left[1 - \frac{K_d}{K_s}\frac{\xi_d}{\Omega_d}\right]\left[1 - \frac{\eta_d}{\eta_s}\frac{\xi_s}{\Omega_d}\right]}{k_2 \operatorname{sh} k_2 \ell} \qquad \text{(II.62)}$$

Soit explicité pour la forme 2 de destination de la relaxation

$$Z^{out} = \frac{i\omega\chi_s^o}{\sigma D_s} \frac{\left[1 + \frac{\gamma_s \chi_d^o}{\gamma_d \chi_s^o} \frac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega\tau_{ex})}{\left[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega - \omega'_d)\right]}\right]^2}{k_2 \operatorname{sh} k_2 \ell} \qquad \text{(VII.6)}$$

où, dans les 2 facteurs (B.96) et (B.98) du numérateur de Z^{out}, on a remplacé, devant τ_{ex}, ω_s et ω_d par la fréquence extérieure ω ce qui est le résultat donné par la forme 1 théoriquement correcte, les 2 facteurs précédents devant être égaux exactement (voir remarque du chap.III.B).

Dans l'expression précédente (VII.6), k_2 désigne le vecteur d'onde du mode spin et la relation de dispersion du mode spin de l'alliage est donnée de façon générale, selon (B.92) pour la forme 2, par:

$$Q_2^o = \frac{1}{D_s} \frac{\left[\frac{1}{T_1} + i(\omega - \omega_1)\right]\left[\frac{1}{T_2} + i(\omega - \omega_2)\right]}{\left[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega - \omega'_d)\right]} \qquad \text{(VII.7)}$$

où $\tilde{\omega}_1 = \omega_1 + i\frac{1}{T_1}$ et $\omega_2 + i\frac{1}{T_2}$ sont les fréquences propres (complexes) de résonance du système (discutées au chap.II, partie B). Dans le cas d'un alliage très dilué d'Ag Er (voir remarque ultérieure) le régime dynamique de spins de l'alliage est de couplage faible, γ_s étant très différent de γ_d, et la relation de dispersion du mode spin peut être décrite par (pour pratiquement tous les champs):

$Q_2^o(H) \simeq \frac{1}{D_s}\left[\frac{1}{T_1} + i(\omega - \omega_i)\right]$ (VII.8) où $\tilde{\omega}_i$ est la fréquence propre associée au système

des électrons de conduction et est explicitée, selon(B.33), par:

(VII.9) $\omega_1 = \omega_s(1+ \lambda\chi_d^o)$: fréquence de résonance des électrons déplacée par échange

(VII.10) $\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{s\ell}} + \frac{1}{T_{sd}}$: taux de relaxation des électrons de conduction qui comprend outre la relaxation de spin-réseau $\frac{1}{T_{s\ell}}$, le taux d'Overhauser $\frac{1}{T_{sd}}$ associé à l'échange.

Dans un alliage très dilué d'AgEr(typiquement $c \lesssim 50$ ppm) on observe (53,67) expérimentalement que le spectre transmis se compose d'une raie (correspondant à un g voisin de 2) et, à très basse température, d'une seconde raie correspondant à la résonance de l'Er ($g \sim 6.8$). Comme nous l'avons déjà indiqué au chap.II, on peut interpréter ces 2 raies comme étant associées, respectivement, à la résonance à ω_1 (VII.9) du dénominateur de Z^{out} et au caractère résonnant du numérateur à ω'_d (résonance des impuretés dans l'épaisseur de peau où sont excités les électrons de conduction). Pour le spectre transmis dans de tels alliages dilués d'AgEr, nous avons procédé, à partir de notre expression théorique de Z^{out}(VII.6), à une comparaison plus détaillée aux résultats expérimentaux de Gehman (53), en particulier pour la raie de l'Er: nous rendrons compte de cette comparaison au paragraphe c). On indique ci-dessous en b) les informations qu'on peut extraire des paramètres de la résonance observée en haut champ ($g \simeq 2$) et qui viennent compléter, pour le système AgEr, les informations obtenues par ailleurs (expériences de réflexion).

b) spectre transmis : raie de résonance en haut champ

Le facteur g des électrons de conduction de l'argent est $g_s = 1.983$; pour la raie observée en haut champ dans un alliage dilué d'AgEr, on s'attend d'après (VII.9) à ce que sa position corresponde à un déplacement du facteur g des électrons de conduction (par le champ moléculaire dû aux moments localisés) donné par:

$$\frac{\Delta g_s}{g_s} = \lambda \chi_d^o \quad \text{(VII.II)}.$$

Oseroff et al (70) font apparaitre clairement que le déplacement Δg_s de facteur g qu'ils observent sur leurs alliages dilués d'AgEr suit en température exactement la même loi de variation que la susceptibilité χ_d^o des moments localisés qu'ils ont mesurée par ailleurs (en particulier sur le même échantillon: 81 ppm) et qui met en évidence l'effet dû au champ cristallin. Par un ajustement du Δg_s observé à l'expression (VII.11), ils en déduisent la valeur de $\lambda = 11.1 \times 10^3 cm^3/emu$(VII.12). Compte tenu de cette valeur de la constante de champ moléculaire λ, on peut estimer quel devrait être le déplacement dû à l'échange de la fréquence de résonance des moments localisés (telle qu'elle est observée en réflexion): selon (VII.1) le déplacement correspondant de facteur g est donné par:

$$\frac{\Delta g_d}{g_d} = \lambda \chi_s^o \quad \text{(VII.13)}.$$

Si on considère pour le gaz des électrons de conduction un modèle d'électrons libres et par suite la susceptibilité χ_s^o donnée par (VI.15), on déduit à partir de (VII.12) que: $\lambda \chi_s^o = 0.009$ (VII.14). On peut simplement constater (comme Oserof et al (70) que

cette valeur de $\lambda\chi_s^o$ rend en fait compte de la valeur de $g'_d = 6.83 \pm 0.01$ (VII.3) (observée pour la position de la raie en réflexion), lorsqu'on prend pour facteur g de l'Er: $g_d = 6.77$, c.a.d. la valeur (63) correspondant à un état fondamental Γ_7 dans un site cubique. Cette apparente cohérence appelle cependant les deux réserves suivantes: d'une part il n'est pas tenu compte des effets d'interaction interélectronique pour la susceptibilité des électrons de conduction de l'argent, d'autre part le facteur g de l'Er dans le métal peut être légèrement différent de la valeur théorique 6.77.

Compte tenu des diverses informations obtenues pour le système AgEr, relativement à l'interaction d'échange moments localisés-électrons de conduction, on peut calculer en fonction de la température (et à une fréquence ω donnée) la quantité $\omega\tau_{ex}$: rappelant que τ_{ex} est défini par $\frac{1}{\tau_{ex}} = \frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{1}{T_{ds}}\frac{1}{\lambda\chi_s^o}$, on déduit à partir de $\lambda\chi_s^o$ (VII.14) et de la largeur de raie de Korringa (VII.4) que $\omega\tau_{ex} \sim 1$ pour $T \simeq 3K$ (VII.15) pour une expérience réalisée à la fréquence de 9.1 GHz.

On peut obtenir par ailleurs une information sur le taux de relaxation $\frac{1}{T_1}$ (VII.10) des électrons de conduction: de la largeur de raie observée par Gehman (53) sur ses échantillons de concentration 20 et 50 ppm, à des températures de l'ordre de 10 à 15 K, on déduit que: $\frac{1}{\gamma T_1} \simeq 3.9 \pm 0.5$ gauss/ppm d'Er (VII.16), où pour obtenir cette valeur on a soustrait des largeurs de raie observées la contribution résiduelle due à la matrice (qu'on a estimée, pour l'argent, à $\frac{1}{\gamma T_{sl}} \sim 25$ gauss).

c) spectre transmis : raie de résonance de l'Er

A partir de notre expression théorique de Z^{out} (VII.6) nous avons procédé à une simulation théorique des spectres transmis dans des alliages dilués d'AgEr pour essayer de rendre compte, en particulier, des caractéristiques de la raie de résonance de l'Er observée à très basse température (53) dans de tels alliages. Pour ces spectres transmis nous avons comparé les résultats d'une telle simulation à ceux obtenus expérimentalement par Gehman (53), en particulier pour son échantillon de concentration 50 ppm. Cette comparaison à l'expérience s'avère dans l'ensemble assez satisfaisante et sans entrer dans le détail d'une telle comparaison on peut souligner les points remarquables suivants, relatifs au signal d'Er transmis: Pour ce signal d'Er, qui n'est observé que dans une gamme de température réduite [1.4; 3K], Gehman note que son amplitude décroit très vite avec la température (comme $A_o T^{-2,8}$ où A_o est l'amplitude à T = 1.4K) et que son élargissement en température est donné par $\frac{1}{\gamma T_{rel}} \simeq 7.2 \pm 1$ gauss ayant analysé la raie observée comme une Lorentzienne. On peut bien comprendre ces deux caractéristiques dans la mesure précisément où le signal d'Er transmis correspond (théoriquement d'après (VII.6)) grosso modo au carré d'une Lorentzienne (terme résonnant Ωd): son amplitude va décroître en température beaucoup plus vite que la susceptibilité des moments localisés et d'autre part une telle forme de raie conduit à un effet réducteur sur la largeur de raie prise à mi hauteur (pour un même taux de relaxation, la largeur de raie du carré d'une Lorentzienne est de 35% inférieure à celle de la Lorentzienne correspondante)

2. Echantillons d'argent implantés en Er : spectres transmis

Pour les échantillons d'argent implantés en Er que nous avons étudiés on observe expérimentalement que le spectre transmis se compose d'une raie correspondant à un facteur g voisin de celui de l'argent et pour les échantillons implantés sur les 2 faces d'une seconde raie correspondant à la résonance de l'Er, cette raie pouvant être suivie dans une gamme assez large de basse température (typiquement jusqu'à T ∿ 10 K pour l'échantillon Ag 6FI implanté sur les 2 faces). Avant de commenter les caractéristiques de ces signaux transmis observés expérimentalement on va tout d'abord préciser quelles sont les conditions d'application du modèle à 2 (ou 3) métaux à considérer pour ces échantillons d'argent implantés en Er.

a) Conditions d'application du modèle à 2 (ou 3) métaux pour les échantillons implantés en Er

. La discussion de l'impédance Z^{out} et du champ transmis pour les échantillons implantés (sur 1 ou 2 faces) a été développée de manière détaillée dans les chapitres précédents (V et VI) et on va simplement dégager ci-dessous les points importants à considérer pour le système AgEr, par comparaison notamment au système AgGd.

. L'expression de l'impédance Z^{out} s'écrit sous la forme synthétique suivante : $Z^{out} = i\omega \frac{E(0)E(\ell)}{[R]}$ (VII.17) et le champ transmis est donné, en terme de cette impédance Z^{out}, par l'expression :

$$h_t = \frac{2\pi}{\lambda \mu_o \omega} Z^{out} h(0) \qquad (V.2)$$

1) Numérateur de Z^{out}

. Etant donné les concentrations locales en Er considérées, la couche implantée est mince pour le mode courant comme pour une implantation de Gd dans l'argent.

- échantillon implanté sur 1 face

Considérant la couche implantée située sur la face (0), $E(\ell)$ est décrit par (III.76) et E(0) par (III.77). Dans E(0), pour le terme correspondant à l'excitation des électrons de conduction dans l'alliage de la couche implantée, on doit considérer pleinement le caractère résonnant de χ_i^* (VI.7) comme l'indique les résultats obtenus en réflexion (raie de l'Er) et comme pour le système AgGd. Cette susceptibilité χ_i^* s'exprime comme :

$$\chi_i^* = \chi_s^o(K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d}) = \chi_s^o\left[1 + \frac{\gamma_s \chi_d^o}{\gamma_d \chi_s^o} \frac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega\tau_{ex})}{\left[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega - \omega_d')\right]}\right] \qquad (VII.18)$$

où dans le second membre on a explicité cette quantité pour la forme 2 de destination de la relaxation et où on a fait figurer, devant τ_{ex}, la fréquence extérieure ω (comme dans (VII.6) et pour la même raison).

- échantillon implanté sur les 2 faces : $E(0) = E(\ell)$ et, par suite, il apparait au numérateur de Z^{out} la fonction résonnante $\chi_i^*(H)$ au carré.

Champ transmis h_t :

Il résulte des considérations précédentes que, pour les échantillons d'argent implantés en Er, le champ transmis sera donné respectivement par :

- implantation sur 1 face : suivant (V.52) le champ transmis sera décrit par

$$h_t = \frac{\pi i\omega}{\lambda[R]} \chi_p \delta_p \frac{[(1+i)d_i\chi_i^*(1 + \frac{\varepsilon_{ip}}{2}) + \chi_p\delta_p]}{(1 + \varepsilon_{ip})} h(0) \qquad \text{(VII.19)}$$

où ε_{ip}, donné par (V.53), est de module inférieur à 1.

- implantation sur les 2 faces : suivant (V.57) le champ transmis sera décrit par

$$h_t = \frac{\pi i\omega}{\lambda[R]} \left[\frac{(1+i)d_i\chi_i^*(1 + \frac{\varepsilon_{ip}}{2}) + \chi_p\delta_p}{(1 + \varepsilon_{ip})}\right]^2 h(0) \qquad \text{(VII.20)}$$

où, dans chacune des expressions précédentes pour le champ transmis, le dénominateur résonnant [R] a une expression appropriée que l'on va décrire ci-dessous.

2) Dénominateur de Z^{out}

Pour décrire le dénominateur résonnant [R] des échantillons d'argent implantés en Er il convient de souligner les deux points suivants :

- d'une part il s'agit de décrire de façon appropriée la relation de dispersion du mode spin de l'alliage d'AgEr de la couche implantée ; pour un alliage celle-ci est donnée de façon générale par l'expression de Q_2^o (VII.7), en terme des fréquences propres $(\tilde{\omega}_1, \tilde{\omega}_2)$ de résonance du système moments localisés-électrons de conduction : nous préciserons de manière spécifique au paragraphe b) ci-dessous, pour les concentrations locales en Er considérées, quelle est la nature du régime dynamique de spins d'un tel alliage, la forme des fréquences propres de résonance qui en résulte et celle de la relation de dispersion du mode spin.
- d'autre part il s'agit d'estimer, pour chacun des "métaux" composant un échantillon implanté, la profondeur de pénétration caractéristique du mode spin, ceci en fonction du champ statique H et dans une large gamme de champ, devant nous intéres-

ser en particulier aux champs au voisinage du champ de résonance du métal pur ($H_p = \omega/\gamma_p$) et aux champs au voisinage du champ de résonance de l'Er ($\sim H'_d = \omega/\gamma'_d$), ceux-ci étant séparés par une distance de l'ordre de 2 kGauss (pour une expérience réalisée à 9.2 GHz).

. Pour la couche implantée on pourrait voir que celle-ci reste mince pour le mode spin ($|d_i k_2| < 1$) quelque soit le champ étant donné sa faible épaisseur d_i : l'amortissement du mode spin dépend essentiellement de la grandeur du taux de relaxation $\frac{1}{T_1}$ associé aux électrons de conduction et, pour les concentrations locales en Er considérées, on peut estimer cet amortissement à partir de la valeur (VII.16) déduite pour ce taux de relaxation d'expériences (53) réalisées sur des alliages homogènes dilués d'AgEr.

. Pour la partie métal pur des échantillons implantés la relation de dispersion du mode spin est donnée par :

$$(\bar{k}_2)^2 = \frac{1}{D_p}\left[\frac{1}{T_p} + i(\omega - \omega_p)\right] \quad \text{avec } \omega_p = \gamma_p H$$

Etant donné les caractéristiques des matrices d'argent utilisées (voir partie A), le métal pur est mince pour le mode spin au voisinage du champ de résonance H_p ; par contre il n'en est pas de même au voisinage de H'_d (étant donné l'ordre de grandeur de la séparation en champ indiqué plus haut) et on aura dans ce cas $|d_p \bar{k}_2| > 1$.

. Il résulte des considérations précédentes que le dénominateur [R] pour les échantillons implantés sera décrit, respectivement, par :

voisinage du champ H_p

. Chaque "métal" étant mince pour le mode spin, on a suivant (III.79) et (III.80) pour le dénominateur [R] :

- implantation sur 1 face : $[R] = d_i \chi_s^o D_s Q_2^o + d_p \chi_p \Omega_p$ (VII.21)
- implantation sur les 2 faces : $[R] \simeq 2 d_i \chi_s^o D_s Q_2^o + d_p \chi_p \Omega_p$ (VII.22)

où dans ce dernier cas on pourrait voir que le critère (III.81) est satisfait.

voisinage du champ H'_d

. La partie métal pur des échantillons implantés étant alors épaisse pour le mode spin ($|d_p \bar{k}_2| > 1$), il convient de revenir aux expressions générales (C.66) et (III.64) de [R] (données, respectivement, pour des échantillons bimétallique et trimétallique) et, dans la mesure où $\text{sh } \bar{k}_2 d_p \sim \text{ch } \bar{k}_2 d_p$, l'expression de [R] pour les échantillons implantés sera alors donnée par :

- implantation sur 1 face : $$[R] = \chi_p D_p \bar{k}_2 \, \mathrm{sh}\, \bar{k}_2 d_p \left[1 + \frac{d_i \chi_s^o D_s Q_2^o}{\chi_p D_p \bar{k}_2}\right] \quad \text{(VII.23)}$$

- implantation sur les 2 faces : $$[R] = \chi_p D_p \bar{k}_2 \, \mathrm{sh}\, \bar{k}_2 d_p \left[1 + \frac{d_i \chi_s^o D_s Q_2^o}{\chi_p D_p \bar{k}_2}\right]^2 \quad \text{(VII.24)}$$

où on note dans chacune de ces expressions que l'on aura une atténuation exponentielle du signal transmis (associée à la propagation du mode spin dans le métal pur et où on pourrait voir que, dans le dernier facteur, le second terme n'est pas négligeable par rapport à 1.

b) régime dynamique de spins d'un alliage d'AgEr : variation en fonction de la concentration

Pour déterminer la nature du régime dynamique de spins d'un système moments localisés-électrons de conduction il faut comparer l'ensemble des termes d'échange (champs moléculaires et taux de relaxation) aux taux de relaxation vers le réseau de ces 2 systèmes de spins et à la différence de leur fréquence de résonance (voir chap.II partie B). Dans un alliage très dilué d'AgEr le régime dynamique de spins est de couplage faible en raison essentiellement de la grande différence des fréquences de résonance des électrons de conduction et des moments localisés (le critère (B.32) se trouve bien satisfait). Pour des alliages plus concentrés (typiquement c > 100 ppm) le régime dynamique ne correspond plus au cas limite de couplage faible, les termes d'échange dominants $\lambda \chi_d^o \omega_s$ et $\frac{1}{T_{sd}}$ (proportionnels à la concentration des impuretés) n'étant pas négligeables par rapport à la différence des fréquences de résonance $(\omega_s - \omega_d)$ et au taux de relaxation $\frac{1}{T_{s\ell}}$. Compte tenu de la valeur (VII.4) trouvée à basse température pour le taux de Korringa et utilisant la relation de bilan détaillé (II.6) on peut s'apercevoir en effet que le taux d'Overhauser correspond à une largeur $\frac{1}{\gamma T_{sd}} \simeq 2.2$ gauss/ppm (d'après la valeur (VII.16) obtenue dans des alliages dilués pour le taux de relaxation $1/T_1$ (VII.10) des électrons de conduction on remarque par ailleurs que le taux de relaxation d'Overhauser est du même ordre de grandeur que le taux de relaxation de spin-réseau induit par les impuretés d'Er).

Dans une telle situation de régime dynamique de spins de couplage intermédiaire les fréquences propres de résonance du système doivent être décrites par les expressions générales de $\tilde{\omega}_1$ (B.37) et de $\tilde{\omega}_2$ (B.38) où, dans ces expressions, les coefficients p, q, r (B.39) sont des indicateurs du degré de couplage entre les 2 systèmes de spins. Nous avons étudié de manière systématique, en fonction de la concentration [20 à 4000 ppm], la forme de ces fréquences propres de résonance

pour le système AgEr et la forme de la relation de dispersion du mode spin qui en résulte (donnée de façon générale par l'expression de Q_2^o (VII.7)) ; dans un tel calcul, pour les différents paramètres relatifs au système moments localisés - électrons de conduction, on prend pour base les valeurs données précédemment. Pour un alliage dilué d'AgEr (typiquement c < 100 ppm) les solutions $(\tilde{\omega}_1, \tilde{\omega}_2)$ sont bien décrites par la forme appropriée au cas limite de couplage faible et $Q_2^o(H)$ peut être simplement décrit par l'expression (VII.8). Aux concentrations plus élevées, on peut voir en particulier pour la solution $\tilde{\omega}_2$ associée aux moments localisés que celle-ci correspond à un facteur g (défini de façon opérationnelle à partir de ω_2/H) inférieur à g'_d et dépendant de la température et que la pente en température du taux de relaxation $1/T_2$ est inférieure à celle du taux de Korringa $1/T_{ds}$. La dépendance de Q_2^o en fonction du champ est plus complexe que dans le cas précédent et lorsqu'on étudie, dans le plan complexe, le diagramme de $\frac{1}{Q_2^o(H)}$ (qui correspondrait au diagramme caractéristique d'une Lorentzienne pour un métal pur) on note que Q_2^o a un caractère résonnant pour les champs au voisinage du champ de résonance de l'Er ($\sim H'_d = \omega/\gamma'_d$) (ce caractère résonnant se manifeste, sur le diagramme de $\frac{1}{Q_2^o(H)}$, par une boucle dans le plan complexe).

c) Caractéristiques des signaux transmis observés expérimentalement : commentaires

1) Raie de résonance en haut champ (au voisinage de H_p)

Les résultats expérimentaux relatifs à l'échantillon Ag6F1 sont portés en fonction de la température, respectivement :

- sur la Figure (VII.2) pour la position de la raie (traduite en facteur g) et la phase du signal transmis (implantation sur les 2 faces)
- sur la Figure (VII.3) pour la largeur de raie (largeur de raie totale à mi-hauteur)
- sur la Figure (VII.4) pour l'intensité du signal (définie par $S = A \times \Delta H$ où A est l'amplitude au maximum).

. Pour cette raie observée en haut champ, au voisinage du champ de résonance H_p du métal pur, la forme de raie apparaît Lorentzienne (en tout cas symétrisable en champ) et on l'analyse comme telle pour extraire une information sur ses différentes caractéristiques.

- intensité du signal

. On constate sur la Figure (VII.4) (où S_{ref} désigne l'intensité du signal observé sur cet échantillon avant implantation) que l'intensité du signal de résonance

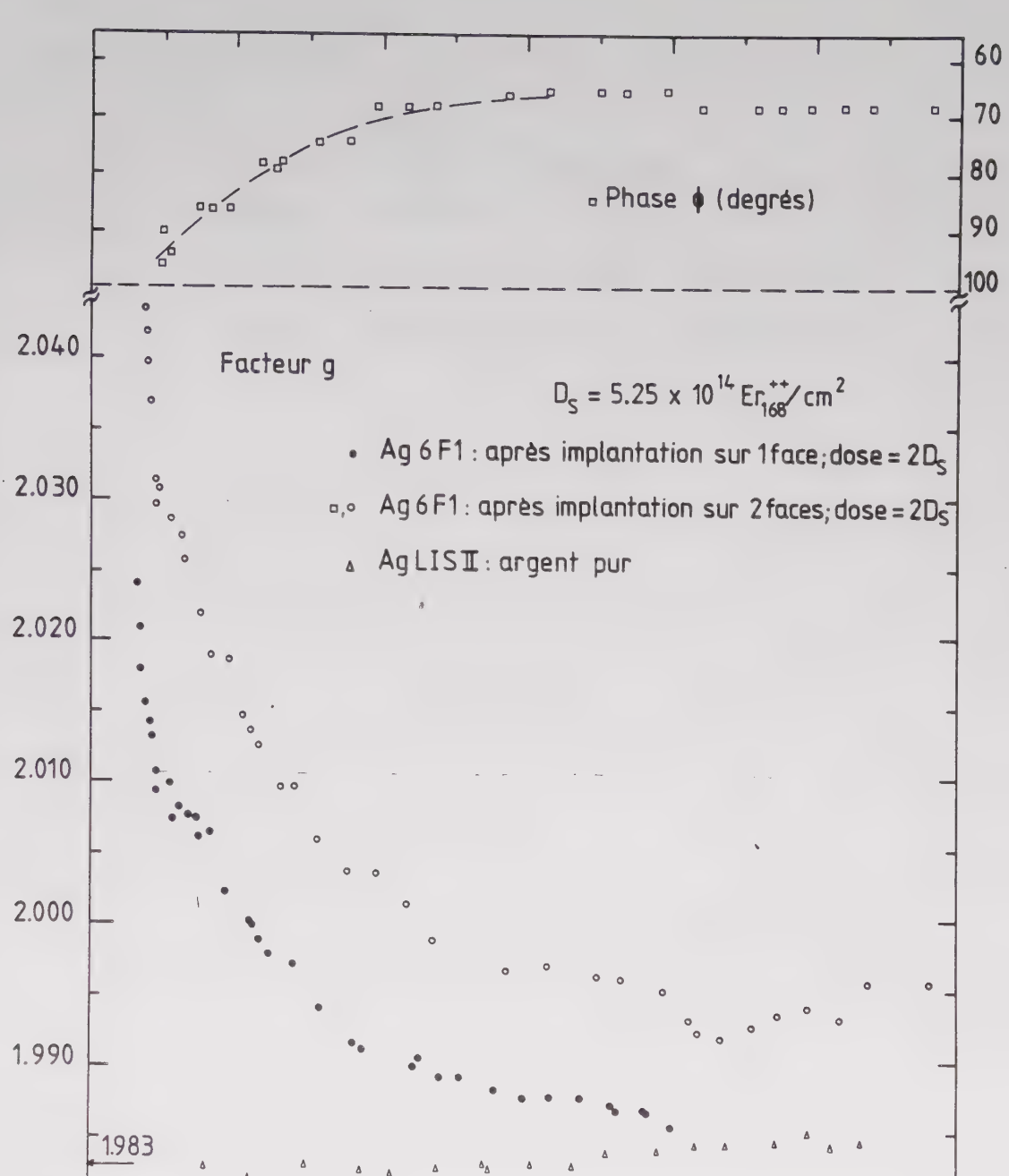


Figure VII.2 : Raie de résonance transmise observée en haut champ (au voisinage de $H_p = \omega/\gamma_p$) pour l'échantillon Ag6F1 implanté en Er (sur 1 face puis sur les 2 faces):
Variation en température de la position de la raie (traduite en facteur g) et de la phase du signal transmis (pour l'implantation sur les 2 faces).
On rappelle également sur cette figure la variation en température du facteur g mesuré pour l'échantillon AgLISII d'argent pur (laminé non recuit)

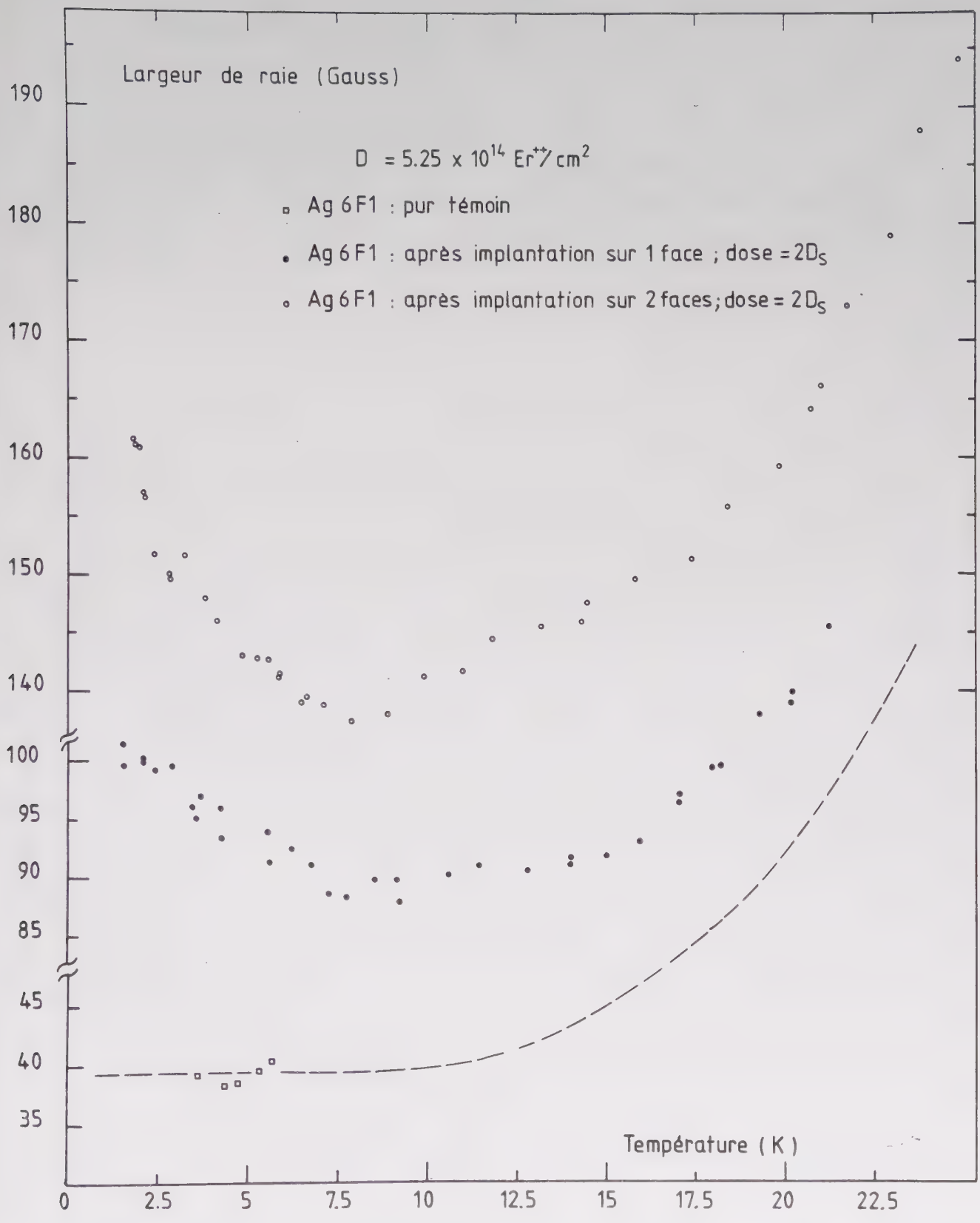


Figure VII.3 : Raie de résonance transmise observée en haut champ ($\sim H_p = \omega/\gamma_p$) pour l'échantillon Ag6F1: Variation en température de la largeur de raie après, respectivement, une implantation en Er sur 1 face et sur les 2 faces. La largeur de raie résiduelle du métal pur (même échantillon) a été mesurée par F.Beuneu (57): la courbe en tirets représente la contribution associée aux phonons attendue à partir des résultats de la figure VI.5 relatifs à l'échantillon AgLISII.

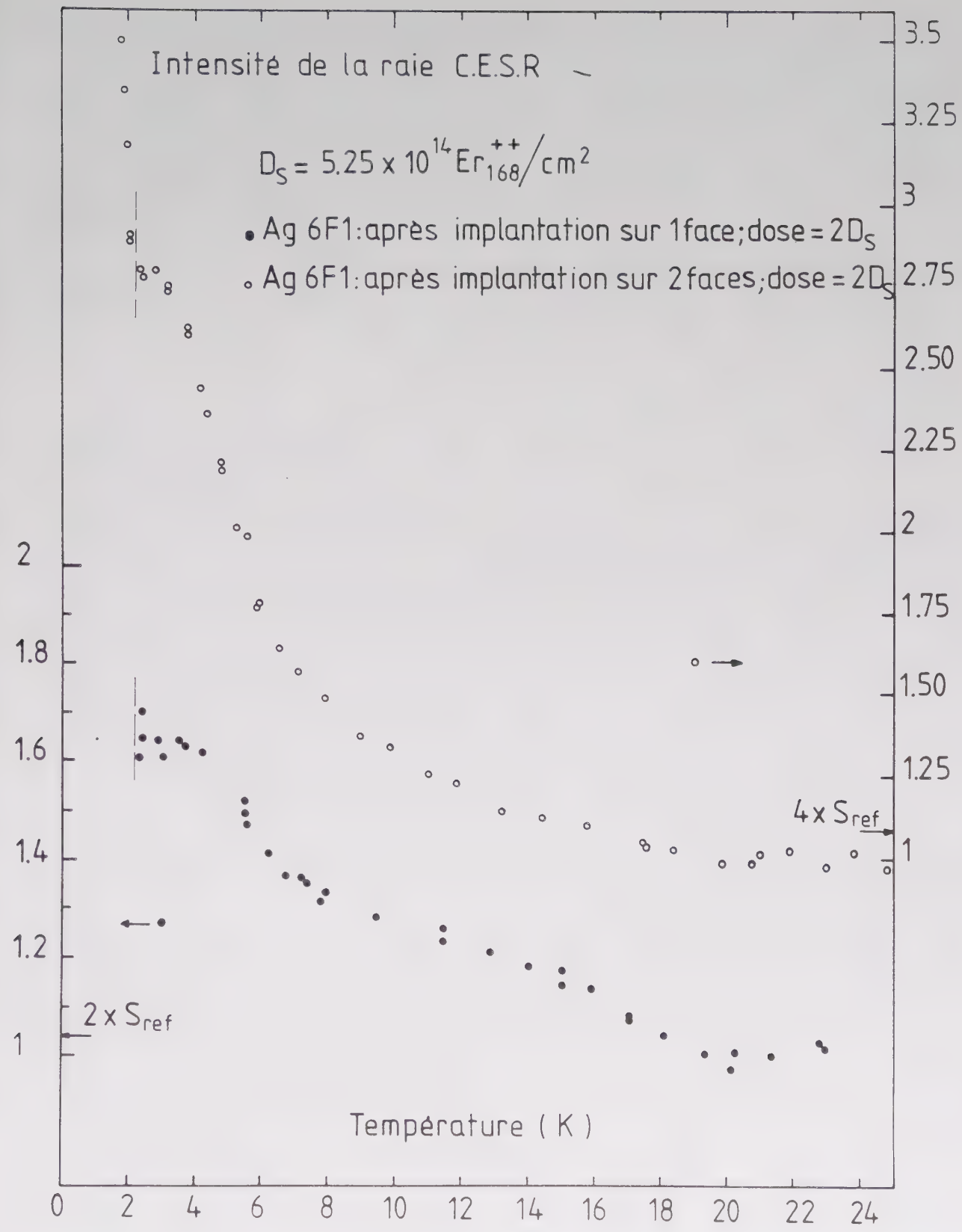


Figure VII.4 : Raie de résonance transmise observée en haut champ pour l'échantillon Ag6F1:
Variation en température de l'intensité (S = AxΔH) après une implantation en Er, respectivement, sur 1 face et sur les 2 faces: la valeur constante trouvée pour $T \gtrsim 20K$ est prise comme unité. S_{ref} correspond à l'intensité obtenue expérimentalement sur le même échantillon par (F.Beuneu (57)): un multiple simple de S_{ref} est indiqué sur chacune des échelles des ordonnées.

(après implantation d'Er) est pratiquement constante en température à partir de $T \sim 20$ K et qu'elle croît, relativement à cette valeur constante de haute température (prise comme unité), à mesure que la température diminue : à partir de l'expression théorique du champ transmis [(VII.19) et (VII.20) pour, respectivement, une implantation sur 1 face et sur les 2 faces] on peut, nous semble-t-il, interpréter ces résultats de la manière suivante :

L'effet d'augmentation d'intensité par rapport au métal pur est grosso modo quadratique lorsqu'on passe d'une implantation sur 1 face à une implantation sur les 2 faces comme on l'attend d'une telle comparaison. Cet effet d'augmentation est assez faible et on doit cette fois tenir compte, comme cela est traduit sur les expressions (VII.19) et (VII.20), des deux contributions à l'excitation des électrons de conduction pour une face implantée : dans la couche implantée et dans la partie métal pur de l'échantillon. Les électrons de conduction, dans l'épaisseur de peau de l'alliage d'AgEr de la couche implantée, sont non seulement excités par le champ hyperfréquence mais également par l'aimantation transverse résonnante des impuretés fixes dans l'épaisseur de peau comme cela est traduit par l'expression de la susceptibilité χ_i^* (VII.18) : on indique ci-dessous l'ordre de grandeur de cette seconde contribution à l'excitation, associée aux impuretés, pour les concentrations locales en Er typiques de la couche implantée. Au voisinage du champ H_p de résonance du métal pur on se trouve cette fois sur la queue de la résonance des moments localisés et l'ordre de grandeur de la contribution précédente dans χ_i^* est donné essentiellement par celui de la quantité

$$\frac{\gamma_s \chi_d^o}{\gamma_d \chi_s^o} \frac{1/T_{ds}}{|\omega - \gamma_d' H_p|}$$: cette quantité est de l'ordre de 1, à T = 3 K, pour une concentration d'Er de 1000 ppm où dans l'estimation ci-dessus on a tenu compte, pour les différents paramètres, des valeurs mentionnées précédemment et en particulier de la détermination expérimentale (70) de la loi de susceptibilité des Er dans l'argent.

. Ainsi cet ordre de grandeur fait apparaître que, pour une face implantée en Er (à la dose considérée), la contribution à l'excitation des électrons de conduction associée aux impuretés a, à basse température, un poids comparable à celle correspondant à l'excitation directe par le champ hyperfréquence : ce point permet de comprendre qualitativement la variation en température observée de l'intensité du signal de résonance C.E.S.R de l'échantillon implanté AgEr, telle qu'elle apparait sur la Figure (VII.4).

- position et largeur de raie

Au voisinage du champ H_p, l'excitation des électrons de conduction étant (comme nous venons de le voir) quasiment non résonnante, la résonance

observée (pour sa position et sa largeur) doit être associée à la résonance du dénominateur [R] du champ transmis. On constate sur la Figure (VII.3) que l'incrément de largeur de raie par rapport au métal pur témoin (même échantillon avant implantation) est pratiquement doublé lorsqu'on passe d'une implantation sur 1 face à une implantation sur les 2 faces : ce résultat correspond à celui qu'on attendrait simplement des expressions (VII.21) et (VII.22) du dénominateur [R] relatif à ces 2 cas. Si on considère la valeur moyenne de cet incrément de largeur de raie dans la gamme des hautes températures ($T > 15$ K), celle-ci est de 50 ± 3 gauss, ramenée à une face implantée. Si on interprète cette augmentation de largeur de raie essentiellement en terme du taux de relaxation $\frac{1}{T_1} \simeq \frac{1}{T_{sd}} + \frac{1}{T_{s\ell}}$ (proportionnel à la concentration des impuretés) des électrons de conduction dans la couche implantée on aurait pour cette largeur : $\frac{1}{\gamma T_1} \simeq 5.6 \pm 0.5$ gauss/ppm d'Er (la concentration homogène équivalente en impuretés pour 1 face implantée et la dose $2D_s$ est de 4.5 ppm) : on peut simplement constater que cette valeur est du même ordre de grandeur que celle (VII.16) déduite pour $\frac{1}{\gamma T_1}$ d'expériences réalisées sur des alliages homogènes dilués d'AgEr.

Compte tenu de l'étude présentée brièvement au paragraphe b) ci-dessus il est difficile de pousser plus loin, pour un tel échantillon implanté en Er, l'analyse de sa largeur de raie et du déplacement de sa position de résonance par rapport au métal pur témoin : la concentration locale en Er étant élevée, le régime dynamique de spins de l'alliage d'AgEr de la couche implantée n'est pas de couplage faible mais de couplage intermédiaire (la force de ce couplage dynamique décroissant avec la température) ; il en résulte, par rapport à la situation simple qui prévaut dans un alliage très dilué, que la forme des fréquences propres de résonance est plus complexe ainsi que celle de la relation de dispersion du mode spin (voir Q_2^o (VII.7)). Par comparaison à ce qui est observé dans un alliage homogène dilué, il apparait vraisemblable que l'origine de la variation à basse température de la largeur de raie (qu'on peut constater sur la Figure (VII.3)) soit liée à la nature du régime dynamique de spins qui prévaut dans l'alliage de la couche implantée. De même, si l'on peut comprendre qualitativement que, pour un échantillon implanté, le déplacement de sa position de résonance décroisse avec la température [Figure (VII.2)], il conviendrait, pour chercher à rendre compte de l'ordre de grandeur de ce déplacement, d'effectuer une étude approfondie de simulation des spectres transmis en incluant les considérations précédentes.

2) Raie de résonance de l'Er observée en transmission

Pour une face implantée, au voisinage du champ de résonance de l'Er, la contribution à l'excitation des électrons de conduction associée aux impuretés,

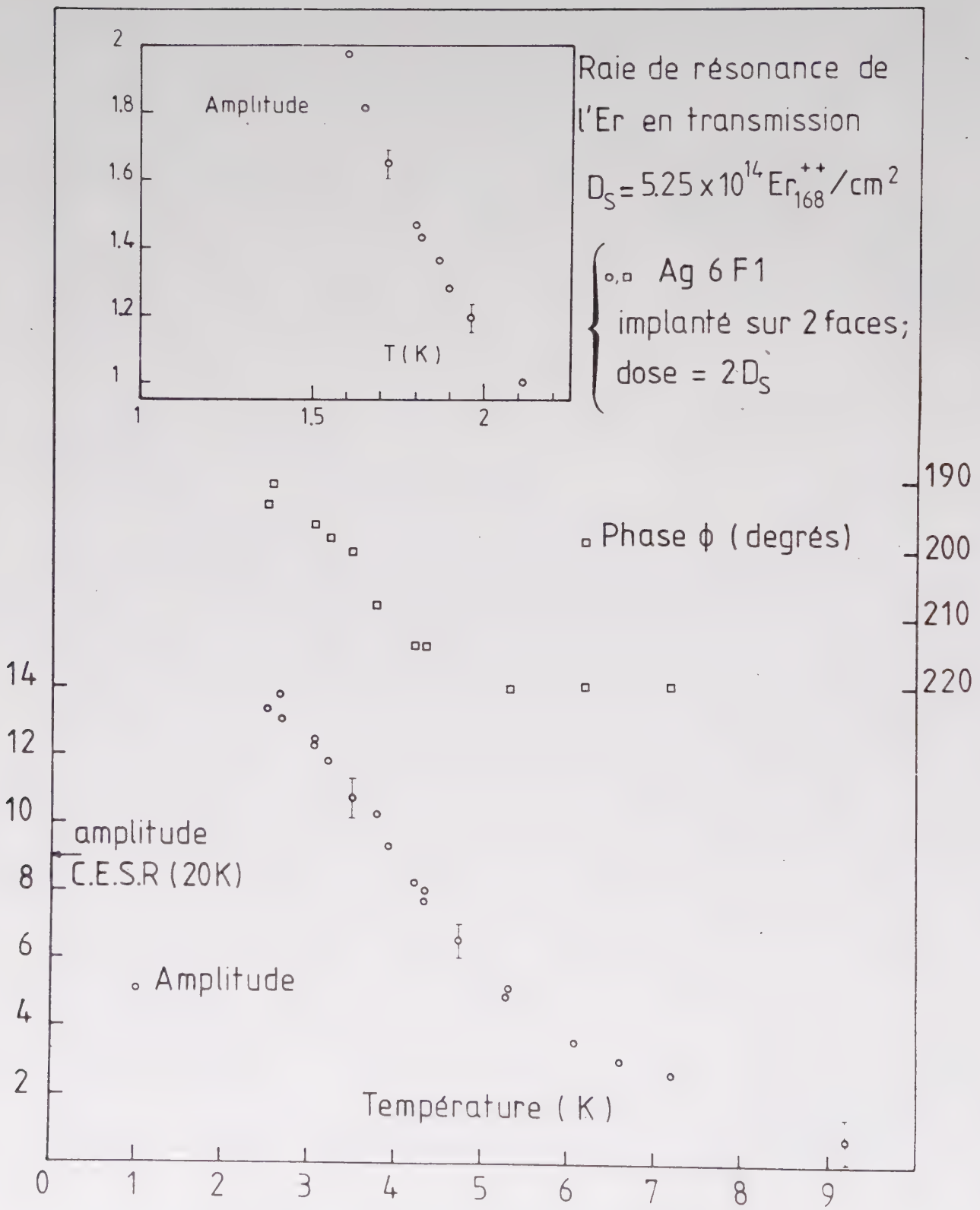


Figure VII.5 : Raie de résonance de l'Er observée en transmission pour l'échantillon Ag6F1 implanté sur les 2 faces: variation à basse température de l'amplitude et de la phase Φ du signal transmis (correspondant à un signal enregistré symétrique en champ). Sur l'échelle de gauche la flèche indique la valeur (à T = 20 K) de l'amplitude du signal observé en haut champ.

proportionnelle à la susceptibilité résonnante χ_i^* (VII.18), est cette fois dominante à basse température au numérateur du champ transmis [donné par (VII.19) ou (VII.20) selon le nombre de faces implantées] : en raison de l'atténuation exponentielle du signal transmis associée à la propagation du mode spin loin du champ de résonance du métal pur [voir expression du dénominateur [R] : (VII.23) et (VII.24)], on peut comprendre que le signal d'Er transmis ne soit observé que pour une implantation en Er sur les 2 faces, le champ transmis étant alors proportionnel au carré de χ_i^*. De cette atténuation exponentielle du signal transmis (au voisinage de H'_d) dépendent également l'amplitude et la phase du signal d'Er transmis comparées à celles obtenues pour le signal observé à plus haut champ ($\sim H_p$).

Le fait que, pour une implantation sur les 2 faces, le champ transmis soit proportionnel à $[\chi_i^*]^2$ (c.a.d. au carré d'une Lorentzienne de terme résonnant Ω_d) permet de comprendre, au moins qualitativement, les principales caractéristiques du signal d'Er transmis observé :

- la figure (VII.1) révèle que la raie d'Er transmise a une demi-largeur, prise à mi-hauteur, réduite par rapport à $1/\gamma T_{rel}$ obtenu pour la raie d'Er observée en réflexion et correspondant à une Lorentzienne.

- la figure (VII.5) montre, à basse température, que l'amplitude de la raie d'Er transmise décroît en température beaucoup plus vite que la loi de susceptibilité (70) des moments localisés ; d'autre part on peut noter que la phase du signal d'Er transmis varie à très basse température, tournant dans le sens inverse du sens trigonométrique lorsque T diminue : comme pour l'AgGd, cette variation de phase (et son sens) est essentiellement à associer à la variation de $\omega\tau_{ex}$ avec la température et on peut comprendre l'ordre de grandeur de cette variation de phase si on rappelle que, pour l'AgEr, on a estimé que $\omega\tau_{ex} \simeq 1$ pour T = 3 K, selon (VII.15).

. Signalons enfin, suivant la remarque faite au paragraphe b), que pour décrire plus complètement le signal d'Er transmis il conviendrait de tenir compte, dans le dénominateur [R], du caractère résonnant de $Q_2^o(H)$ au voisinage du champ de résonance de l'Er.

REFERENCES RELATIVES AUX CHAPITRES IV, V, VI, VII

1) J. Lindhard, M.Scharff and H.E. Schiött, Dan.Vid. Selsk.Mat.Fys.Medd.33,n°14(1963)
2) K.B. Winterbon, Ion Implantation Range and Energy Deposition Distribution, Vol.2, IFI Plenum New York (1975)
3) G.H.Kinchin and R.S.Pease, Rep.Prog.Phys: 18, 1 (1955)
4) K.B.Winterbon, P.Sigmund and J.B.Sanders, Dan.Vid.Selsk.Mat.Fys.Medd.37, n° 14(197C
5) M.W.Thompson, Defects and Radiation Damage in Metals, Cambridge Univ.Press (1969)
6) L.Thomé, Thèse d'Etat, Université de Paris-Sud (1978)
7) M.O.Ruault, H.Bernas and J.Chaumont, Phil.Mag.39, 757 (1979)
8) M.O.Ruault, J.Chaumont, H.Bernas and P.Sigmund, Phys.Rev.Lett.36, 1148 (1976)
   M.O.Ruault, Thèse d'Etat, Université de Paris-Sud (1975)
9) R.B.Lewis and T.R.Carver, Phys.Rev.Lett.12, 693 (1964)
10) N.S.Van der Ven and R.T.Schumacher, Phys.Rev.Lett.12, 695 (1964)
11) S.Schultz and C.Latham, Phys.Rev.Lett.15, 148 (1965)
12) S.Schultz, M.R.Shanabarger and P.M.Platzman, Phys.Rev.Lett.19, 749 (1967)
13) P.Monod and S.Schultz, Phys.Rev.173, 645 (1968)
14) P.Monod, H.Hurdequint, A.Janossy, J.Obert and J.Chaumont, Phys.Rev.Lett.29, 1327 (1972)
15) J.F.Siebert, S.A.Dodds and R.H.Silsbee, Phys.Rev.Lett.33, 904 (1974)
16) M.Ya.Azbel and E.A.Kaner, Zh.Eksperim.i Teor.Fiz.32, 896 (1957)
    [English transl. : Soviet Phys.JETP 5,730 (1957)]
17) V.F.Gantmakher, Zh.Eksperin.i Teor.Fiz.42, 1416 (1962)
    [English transl. : Soviet Phys.JETP 15, 982 (1962)]

---

18) G.L.Dunifer, Ph.D.Thesis, University of California, San Diego (1968)
19) H.Hurdequint, Thèse de 3è cycle, Université de Paris-Sud, Orsay (1973)
20) M.R.Shanabarger, Ph.D.Thesis, University of California, San Diego (1970)
21) F.Beuneu, Thèse d'Etat, Université de Paris-Sud, Orsay (1979)
22) P.Monod et F.Beuneu, Phys.Rev.B 19 , 911 (1979)
23) Y.Yafet, Solid State Phys. 14, 1 (1963)
24) J.Owen, M.Browne, V.Arp and A.F.Kip, J.Phys.Chem.Solids 2, 85 (1957)
25) K.Okuda and M.Date, J.Phys.Soc. Japan 27, 839 (1969)
26) D.Davidov, C.Rettori, R.Orbach, A.Dixon and E.P.Chock, Phys.Rev.B 11, 3546 (1975)
27) D.Lubzens, M.R.Shanabarger and S.Schultz, Phys.Rev.Letters 29, 1387 (1972)
28) M.A.Ruderman and C.Kittel, Phys.Rev.96, 99 (1954)
29) T.Kasuya, Progr.Theor.Phys. 16, 45 (1956)
30) K.Yosida, Phys.Rev.106, 893 (1957); 107, 396 (1957)
31) V.Cannella and J.A.Mydosh Phys. Rev. B6, 4220 (1972)
32) V.Cannella and J.A.Mydosh, A.I.P. Conf.Proc.18, 651 (1973)
33) P.Monod and Y.Berthier, J.Magn.Magn.Mat.15-18, 149 (1980)
34) W.Saslow, Phys.Rev.B 22, 1174 (1980)
35) H.Alloul, F.Hippert and H.Hurdequint (en préparation)

36) S.Schultz, E.M.Gullikson, D.R.Fredkin and T.M.Towar, Phys.Rev.Lett.45, 1508(1980)

37) H.Hurdequint, notes personnelles.

38) A.Careaga, Thèse de 3è cycle, Université de Grenoble (1967)

39) voir réf.31 et O.S.Lutes and J.S.Schmit, Phys.Rev.134, A 676 (1964)

40) J.L.Tholence and R.Tournier, J.Phys.32, C1-211 (1971)

41) J.Préjean, M.J.Joliclerc and P.Monod

42) P.Monod, J.Préjean and B.Tissier, J.Appl.Phys.50, 7324 (1979)

43) H.Alloul and F.Hippert, J.Phys.Lettres 41, 201 (1980)

44) A.Fert and P.M.Levy, Phys.Rev.Letters 44, 1538 (1980)

45) H.Nagashima and H.Abe, J.Phys.Soc.Japan 32, 1507 (1972)

46) H.Cottet, Thèse, Université de Genève (1971)

47) R.Asomoza, Rapport de stage de D.E.A., Université de Paris-Sud, Orsay (1974)

48) G.Alquié, Thèse d'Etat, Université Pierre et Marie Curie, Paris (1977)

49) S.Oseroff, B.Gehman, S.Schultz and C.Rettori, Phys.Rev.Lett.35, 679 (1975)

50) D.R.Fredkin and S.Schultz, Phys.Rev.Lett.35, 682 (1975)

51) A.Nakamura, Y.Nishihara and N.Kinoshita, Proc.of L.T.12thKyoto 1970, Academic Press of Japan p 743 (1971)

52) D.Davidov, C.Rettori, A.Dixon, K.Baberschke, E.P.Chock and R.Orbach, Phys.Rev.B 8 3563 (1973)

53) B.L.Gehman, Ph.D.Thesis, University of California, San Diego (1972) (non publié)

54) A.Abragam and B.Bleaney, Electron Paramagnetic Resonance of Transition ions, p 150, Oxford University Press, London (1970)

55) T.Plefka, Phys.Stat.Solidi (b) 55, 129 (1973)

56) S.E.Barnes, Phys.Rev.B 9 , 4789 (1974); J.Phys.F 4, 1535 (1974)

57) F.Beuneu, Thèse de 3è cycle, Université de Paris-Sud, Orsay (1975)

58) F.Beuneu and P.Monod, Phys.Rev.B 13, 3424 (1976)

59) F.Beuneu, J.Phys.F 10, 2875 (1980) et voir référence 21

60) R.H.Silsbee, communication privée

61) R.H.Silsbee and F.Beuneu (en préparation)

62) J.Texeira, Thèse d'Etat, Université Scientifique et médicale de Grenoble, Grenoble (1974)

63) C.Rettori, D.Davidov, R.Orbach, E.P.Chock and B.Ricks, Phys. Rev. B 7, 1 (1973)

64) J.F. Siebert and R.H. Silsbee, communication privée

65) S.A. Dodds, Ph.D. Thesis, Cornell University, Ithaca N.Y. (1975)

66) D. Griffiths and B.R. Coles, Phys. Rev. Lett. 16, 1093 (1966)

67) S. Schultz, D.R. Fredkin, B.L. Gehman and M.R. Shanabarger, Phys.Rev.Lett. 31, 1297 (1973)

68) C. Rettori, D. Davidov and H.M. Kim, Phys. Rev. B 8, 5335 (1973)

69) M.R. Lea, M.J.M. Leask and W.P. Wolf, J. Phys. Chem. Solids 23, 1381 (1969)

70) S. Oseroff, M. Passeggi, D. Wohlleben and S. Schultz, Phys.Rev.B 15,1283 (1977)

71) E.D. Dahlberg, Phys. Rev. B 16, 170 (1977)

CONCLUSION

Au cours de ce présent travail nous avons étudié expérimentalement, essentiellement par la technique de transmission, des alliages magnétiques inhomogènes préparés par implantation ionique correspondant à différents systèmes moments localisés-électrons de conduction. Sur un petit nombre d'échantillons implantés nous avons effectué par ailleurs des expériences complémentaires de réflexion. Pour les différents systèmes étudiés nous avons comparé ces résultats expérimentaux, relatifs aux alliages préparés par implantation, à ceux obtenus, d'une part, sur le métal pur témoin et, d'autre part, sur des alliages homogènes préparés classiquement (résultats de la littérature).

Afin de rendre compte des spectres de résonance observés (en réflexion et en transmission) dans des alliages magnétiques dilués (homogènes et inhomogènes) notre principale tâche a été de décrire de manière analytique les signaux observables dans de tels alliages. Nous nous sommes tout d'abord efforcés de décrire de manière explicite et détaillée les signaux de résonance électronique observables, en réflexion et en transmission, sur un alliage magnétique dilué homogène: nous avons décrit un alliage homogène en terme d'un métal "effectif" en raisonnant sur l'aimantation des électrons de conduction d'un tel alliage. Pour les échantillons implantés on a considéré (par simplification) l'alliage magnétique formé dans la couche implantée comme un alliage homogène et décrit alors la couche implantée en terme de métal "effectif", conformément à la description théorique donnée pour un alliage homogène. On a ainsi modélisé un échantillon implanté sur 1 face par un échantillon bimétallique (la partie métal pur d'un tel échantillon constituant le 2è métal) et un échantillon implanté sur les 2 faces par un échantillon trimétallique. Un tel modèle à 2 (ou 3) métaux nous a permis de bien comprendre les spectres de résonance observés (en transmission et en réflexion) sur les échantillons implantés, ceci pour les différents systèmes moments localisés-électrons de conduction étudiés.

C'est un modèle unique qui nous a servi à interpréter les résultats expérimentaux obtenus pour les différents couples impuretés-matrice étudiés. De manière générale les informations données par la réflexion et par la transmission sont complémentaires; de l'étude que nous avons menée on peut dégager les principaux points suivants:

- en réflexion (dans un alliage préparé par implantation comme dans un alliage homogène) il existe de façon générale deux sources possibles de signal de résonance:

- l'une est associée aux impuretés fixes dans l'épaisseur de peau et correspond à l'excitation point par point de ces spins par le champ hyperfréquence; la position d'une telle raie correspond au facteur g des moments localisés, déplacé par échange, et sa largeur est dominée par le taux de relaxation de Korringa des impuretés: lorsqu'elle est observable, une telle raie de résonance apporte donc une information directe sur l'interaction d'échange. Précisément cette raie de résonance des impuretés n'est observable, à basse température, que si le taux de relaxation de Korringa n'est pas trop grand: c'est le cas des systèmes AgGd et AgEr et nous l'avons observée sur des échantillons d'argent implantés en Gd et en Er.

- l'autre source de signal de résonance est associée à la diffusion des électrons de conduction au sein de l'échantillon et est de même origine que le signal transmis.

- Le signal transmis, pour un échantillon implanté (et de façon générale pour un échantillon métallique), rend compte de l'excitation des spins des électrons de conduction dans l'épaisseur de peau et de la diffusion, au sein de l'échantillon, de leur aimantation transverse résonnante; ces informations peuvent se lire sur l'expression du champ transmis:
Pour une excitation hyperfréquence sur la face (z = 0) de l'échantillon, le champ transmis h_t recueilli sur la face (ℓ) est donné par $h_t = \frac{Z^{out}}{Z} h(0)$ où h(0) est le champ hyperfréquence sur la face (0) et où Z (V.3) désigne l'impédance de l'onde électromagnétique dans le vide. Le champ transmis est proportionnel à l'impédance complexe Z^{out} et on a montré (chap.III) que cette impédance s'écrit sous la forme synthétique suivante: $Z^{out} = i\omega \frac{E(0)E(\ell)}{[R]}$.

- le numérateur du champ transmis est proportionnel au produit des facteurs E(0) et E(ℓ) qui traduisent, respectivement, l'excitation hyperfréquence sur la face (0) et la réémission sur la face (ℓ) de l'échantillon. Pour une face implantée l'excitation des électrons de conduction est dominée par celle qui se produit dans l'alliage de la couche implantée. Le facteur traduisant l'excitation des électrons de conduction dans l'épaisseur de peau de l'alliage possède un caractère résonnant: ce caractère résonnant est à associer au fait que les électrons de conduction sont non seulement excités par le champ hyperfréquence mais également par l'aimantation transverse résonnante des impuretés, induite par ce champ hyperfréquence. Il y a deux modes de couplage, associés à l'échange, entre les aimantations transverses des électrons de conduction et des moments localisés (par champ moléculaire et par relaxation mutuelle)ce qui est traduit par la présence du facteur $(1-i\omega\tau_{ex})$ dans cette contribution à l'excitation associée aux impuretés ($\omega\tau_{ex}$ représentant une mesure du rapport de ces deux modes de couplage d'échange).

- le dénominateur du champ transmis rend compte de la diffusion, au sein de l'échantillon, de l'aimantation transverse résonnante des électrons de conduction. Chacun des "métaux" constitutifs d'un échantillon implanté étant, en règle générale, mince pour le mode spin, le dénominateur résonnant [R] a été décrit, respectivement, par (III.79) pour une implantation sur 1 face et par (III.80) pour une implantation sur les 2 faces: par rapport au métal pur (terme résonnant Lorentzien) l'effet de l'implantation est essentiellement doublé pour une implantation sur les 2 faces. La contribution, dans [R], de la couche implantée fait intervenir la relation de dispersion du carré du vecteur d'onde du mode spin de l'alliage. $Q_2^{\circ}(\omega)$ n'a une forme semblable à celle d'un métal pur (c.a.d.s'exprime en terme d'une seule fréquence de résonance) que dans des cas limites: régime de couplage faible et régime de couplage fort (à "suffisamment "haute température de sorte que $1/T_{ds} \gg 1/T_{d\ell}$).

Ainsi le champ transmis des échantillons implantés est décrit de manière générale (comme dans un alliage homogène) par le produit de 2 fonctions résonnantes associées, respectivement, au numérateur et au dénominateur. On a rendu compte en ces termes des spectres de résonance observés en transmission sur les échantillons implantés. L'étude du système AgGd, en particulier, a permis de mettre en évidence la généralité de cette description du signal transmis:

Pour les échantillons d'argent implantés en Gd on a observé, en fonction de la température, une variation de la forme et de la phase du signal transmis. La comparaison des spectres observés sur un échantillon implanté sur 1 face et sur un échantillon implantésur les 2 faces (même dose par face) permet de déterminer l'effet induit, sur le signal transmis, par l'excitation des électrons de conduction dans l'épaisseur de peau de l'alliage de la couche implantée: pour une implantation sur les 2 faces la susceptibilité résonnante $\chi_i^{*}(H)$(VI.7) intervient au carré, les facteurs d'excitation et d'émission hyperfréquence (E(0) et E(ℓ) étant égaux.

La variation de phase du signal transmis à basse température est essentiellement à associer à la variation en température de $\omega\tau_{ex}$; pour le système AgGd on a pu observer, dans la gamme de température étudiée, le changement de mode de couplage d'éch ange entre les aimantations transverses des électrons de conduction et des moments localisés ($\omega\tau_{ex} = 1$ pour $T \simeq 6K$, à 9.2 GHz).

Rappelons brièvement quelques résultats obtenus dans l'étude des systèmes CuMn et AlGd préparés par implantation:

- système CuMn : de l'analyse quantitative et détaillée des paramètres de la résonance observée (largeur de raie et position) on a pu déduire les informations suivantes, relatives aux impuretés de Mn implantées (concentration locale "faible"):
-la susceptibilité des Mn n'est pas modifiée par l'implantation (résultat obtenu pour les faibles concentrations)

- on trouve pour le facteur g intrinsèque des Mn implantés: $g_d = 2000 \pm 0.002$, c.a.d. une valeur légèrement inférieure à 2.011 ± 0.001 qui est la valeur trouvée pour le Mn dans des alliages dilués de CuMn.

- la largeur de raie résiduelle $\Delta H_{d\ell}$ des Mn implantés (qui est typiquement de 150 à 200 gauss) est un ordre de grandeur plus élevée que celle trouvée dans des alliages dilués de CuMn préparés classiquement.

On a associé ces deux dernières caractéristiques aux défauts créés par l'implantation; les mécanismes physiques responsables de ce $\Delta H_{d\ell}$ et de son augmentation par implantation restent cependant à élucider. Pour les échantillons implantés de concentration locale en Mn "forte", on a constaté également, dans le régime verre de spin, un effet marqué des défauts d'implantation sur le champ de résonance et la largeur de raie de l'alliage de la couche implantée.

- Système AlGd:

Il apparait nécessaire d'étudier des alliages très faiblement concentrés pour obtenir une information sur les propriétés intrinsèques de ce système moments localisés-électrons de conduction; pour de fortes concentrations locales en Gd (typiquement 1000 à 2000 ppm) l'observation expérimentale met en relief un problème d'ordre métallurgique lié à la faible solubilité du Gd dans l'aluminium.

Quelle est la limite de validité de notre modèle de résonances couplées pour représenter tous les cas possibles de résonances d'ions magnétiques dans un métal? Il semblerait en effet à première vue que notre technique est générale et devrait pouvoir s'appliquer à tous les systèmes pourvu que les métaux pris comme support soient suffisamment purs c.a.d. permettent une diffusion de spin rendant l'observation par transmission possible.

Nous n'avons pas pu inclure dans la présentation de nos résultats les expériences concernant les systèmes d'ions implantés dans l'or; principalement AuGd et accessoirement AuMn. En effet à notre grande surprise nous nous sommes rendus compte dès les premières expériences que ce système devait nécessairement être plus complexe et nécessiter une analyse particulière: Il se distingue des systèmes décrits ici par les caractéristiques suivantes:

1/ Sur une lame polycristalline la largeur de raie et, dans une moindre mesure, la position et l'intensité du signal transmis sont anisotropes avec l'orientation du champ par rapport au plan de la lame au dessous de 20°K.

2/ Ce comportement anisotrope est beaucoup plus marqué (et complexe) dans une lame monocristalline que nous avons également étudiée.

Cette série d'observations implique qu'il n'est maintenant plus possible de représenter la résonance des électrons de conduction de l'or par un pôle simple: ce métal étant cubique il ne peut y avoir d'anisotropie pour le facteur g s'il est moyenné sur tous les électrons à la surface de Fermi. Nous sommes donc conduits dans ce cas à remettre en cause notre hypothèse de base qui était de pouvoir associer

une résonance simple à un métal pur. Nous pensons que ce phénomène peut être beaucoup plus général pour des métaux à couplage spin orbite important. Nous pensons que notre technique expérimentale pourra contribuer à élucider des cas analogues éventuellement plus simples que celui de l'or.

Cette direction de travail devrait pouvoir apporter des données concernant la dynamique interne de spin des électrons dans un métal, ce qui est jusqu'à maintenant très peu accessible, et devrait être complémentaire aux études des propriétés de transport en général.

ANNEXE : A

RESONANCE ELECTRONIQUE DANS UN METAL PUR : CALCUL DES FORMES DE RAIE EN REFLEXION ET EN TRANSMISSION

PLAN DE L'ANNEXE A

- Conditions aux limites aux interfaces (vide/métal)
- Système d'équations traduisant ces conditions aux limites
- Introduction des impédances caractéristiques et description de la méthode de résolution du problème

Résultats : Description des signaux de résonance

- forme générale de la matrice d'impédances
- préambule à la discussion des signaux de résonance : examen des quantités relatives aux modes courant et spin

Signal de résonance en transmission

- expression de Z^{out} au 1^{er} ordre en l'approximation de faible couplage entre modes courant et spin
- examen et discussion du cas usuel de la transmission (métal épais pour le mode courant)

Signal de résonance en réflexion

- expression de Z^{in} au 1^{er} ordre en l'approximation de faible couplage entre modes courant et spin
- examen et discussion de différents cas limites :

I. Métal épais pour le mode courant
  - 1^{er} cas limite : $\delta_{eff} >> \delta$
  - 2^{e} cas limite : $\delta_{eff} << \delta$
  - Cas intermédiaire : $\delta \sim \delta_{eff}$

II. Métal mince pour le mode courant

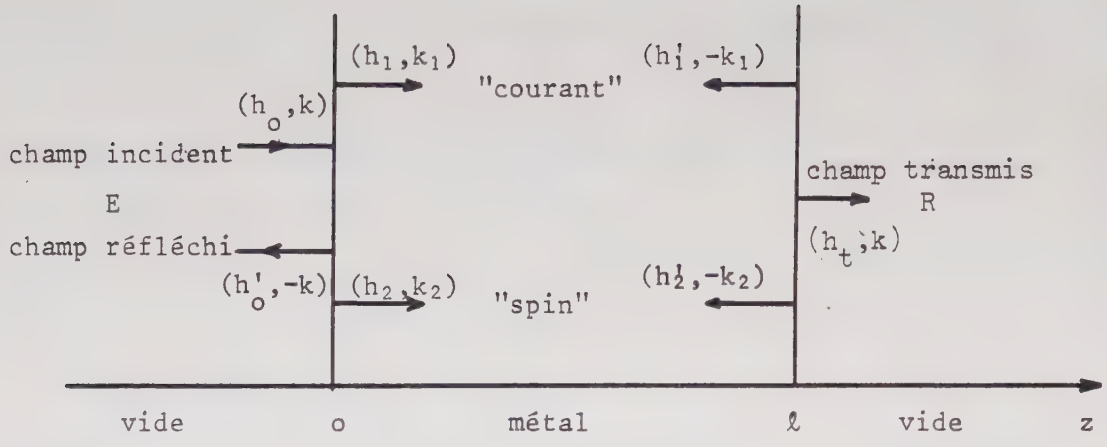


Fig. 3

Figure 3 : Carte des champs correspondant aux différents modes de propagation, respectivement dans la cavité émettrice (E), le métal, la cavité réceptrice (R) dans la géométrie où la direction du champ statique est perpendiculaire à la surface de l'échantillon (axe oz). Les flèches indiquent le sens de propagation des différentes composantes du champ magnétique transverse h(z) dans chacun des milieux. Les notations utilisées sont celles de l'annexe A. On a illustré ici la géométrie de la transmission.

ANNEXE A : RESONANCE ELECTRONIQUE DANS UN METAL PUR

Calcul des formes de raie en réflexion et en transmission

Nous présentons ci-dessous une méthode de calcul permettant d'obtenir les formes de raie en réflexion et en transmission pour une lame métallique, en nous plaçant, pour décrire la résonance et l'effet de la diffusion des électrons, dans le cadre de la représentation d'une équation de Bloch complétée par un terme de diffusion, telle que nous l'avons exposée au chapitre I (partie A.2), avec les mêmes hypothèses, gardant la même géométrie et les mêmes notations. La géométrie de l'échantillon et la carte des champs correspondant aux différents modes de propagation sont indiquées sur la figure (3).

L'état de régime dans le métal est une superposition des deux modes "courant" et "spin", chacun pouvant se propager dans les 2 sens. Par suite, dans la lame métallique d'épaisseur ℓ, le champ magnétique transverse et l'écart à l'équilibre de l'aimantation transverse sont respectivement donnés par :

$$0<z<\ell \begin{cases} h(z) = h_1 e^{-k_1 z} + h_2 e^{-k_2 z} + h'_1 e^{+k_1(z-\ell)} + h'_2 e^{+k_2(z-\ell)} \\ \delta m(z) = \beta_1 h_1 e^{-k_1 z} + \beta_2 h_2 e^{-k_2 z} + \beta_1 h'_1 e^{k_1(z-\ell)} + \beta_2 h'_2 e^{k_2(z-\ell)} \end{cases}$$

le champ dans le vide (région $z < 0$) est donné par : $h(z) = h_o e^{-ikz} + h'_o e^{+ikz}$

le champ dans le vide (région $z > \ell$) est donné par : $h(z) = h_\ell e^{-ik(z-\ell)} + h'_\ell e^{+ik(z-\ell)}$

Par cette formulation, on laisse ainsi la possibilité d'une double excitation, sur la face (0) et la face (ℓ) respectivement.

On exprime alors, pour chacune des faces, les conditions aux limites (mentionnées au chap.I.A.2.c) en adoptant l'ordre suivant :

1) Continuité de $H_{//}$ $\Longrightarrow$ continuité de h

2) Continuité de $E_{//}$ $\Longrightarrow$ continuité de $e = E_x - iE_y$

Considérons le champ magnétique hyperfréquence $\vec{H}$ porté par le vecteur unitaire $\vec{b}$ ($\vec{b}^* . \vec{b} = 1$) ; au lieu d'exprimer la continuité du champ électrique hyperfréquence $\vec{E}$ aux interfaces (vide/métal) nous lui substituons la condition équivalente de continuité du vecteur $(\vec{n} \times \vec{E})$, également porté par $\vec{b}$. (Le vecteur $\vec{n}$ est le vecteur unitaire normal à la surface de la lame, dirigé dans le sens des $z>0$).

- dans le vide :

Supposant une variation temporelle du champ électromagnétique en $e^{i\omega t}$ on a : $i\omega\varepsilon \vec{E} = \vec{rot}\ \vec{H}$. Comme le champ E.M ne dépend que de z : $rot\ \vec{H} = \frac{d}{dz}(\vec{n}\times\vec{H})$ et l'équation de Maxwell devient :

$$i\omega\varepsilon\vec{E} = \frac{d}{dz}(\vec{n}\times\vec{H})$$

Par suite : $\vec{n}\times\vec{E} = \frac{1}{i\omega\varepsilon}(-\frac{\partial\vec{H}}{\partial z})$ porté par $\vec{b}$ (appartenant au plan xOy).

Aux interfaces (0) et (ℓ), ces champs dans le vide s'expriment alors respectivement :

$$\text{interface (0)} : \vec{n}\times\vec{E}_o = \frac{\mu_o\omega}{k}(h_o - h'_o)\vec{b} \quad (A.1)$$

$$\text{interface (ℓ)} : \vec{n}\times\vec{E}_\ell = \frac{\mu_o\omega}{k}(h_\ell - h'_\ell)\vec{b} \quad (A.2) \text{ ayant tenu compte de : } \frac{k}{\varepsilon\omega} = \frac{\mu_o\omega}{k}$$

- dans le métal :

l'équation de Maxwell : $\vec{J} = \vec{rot}\ H$ plus la relation : $J = \sigma\vec{E}$ } $\vec{E} = \frac{1}{\sigma}\ rot\ \vec{H}$ et comme $\vec{H}$ ne dépend que de z : $rot\ \vec{H} = \frac{d}{dz}(\vec{n}\times\vec{H})$

par suite : $\vec{n}\times\vec{E} = -\frac{1}{\sigma}\frac{\partial\vec{H}}{\partial z}$ porté par $\vec{b}$.

Aux interfaces (0) et (ℓ), ces champs dans le métal s'expriment alors respectivement :

$$\text{interface (0)} : \vec{n}\times\vec{E}_o = \frac{1}{\sigma}\left[k_1h_1 + k_2h_2 - h'_1e^{-k_1\ell} - h'_2e^{-k_2\ell}\right]\vec{b}$$

$$\text{interface (ℓ)} : \vec{n}\times\vec{E}_\ell = \frac{1}{\sigma}\left[k_1h_1e^{-k_1\ell} + k_2h_2e^{-k_2\ell} - k_1h'_1 - k_2h'_2\right]\vec{b}$$

3) Condition aux limites sur l'aimantation

Le courant d'aimantation s'écrit $J_\alpha = -D\vec{\nabla}(M_\alpha - M_\alpha^{équil})$ $\alpha = x,y,z$

Posant $J = J_x - iJ_y$, dans la géométrie de la lame où tout ne dépend que de z :

$$J = -D\frac{d}{dz}(m - \chi h) \quad (A.3)$$

Dans le cas que nous allons supposer ici, où il n'a pas de relaxation de l'aimantation propre à la surface, le courant d'aimantation s'annule aux interfaces (vide/métal) $\frac{d}{dz}(\delta m) = 0\Big|_{\text{interface (vide/métal)}}$.

. Dans le vide, sur les faces (0) et (ℓ), désignons par h(0) et h(ℓ) respectivement, les champs magnétiques à la surface

$$h(0) = h_o + h'_o \quad (A.4) \; ; \quad h(\ell) = h_\ell + h'_\ell \quad (A.5)$$

. Dans le vide, sur les faces (0) et (ℓ), introduisons respectivement les champs $\vec{h}_i$ et $\vec{h}_f$ définis par les relations suivantes :

face (0) : $\frac{k_1}{\sigma}\vec{h}_i = \vec{n}\times\vec{E}_o$ (A.6), vecteur porté par $\vec{b}$ d'amplitude :
$\frac{k_1}{\sigma}h_i = \frac{\mu_o\omega}{k}(h_o - h'_o)$ d'après (A.1)

face (ℓ) : $\frac{k_1}{\sigma}\vec{h}_f = \vec{n}\times\vec{E}_\ell$ (A.7), vecteur porté par $\vec{b}$ d'amplitude :
$\frac{k_1}{\sigma}h_f = \frac{\mu_o\omega}{k}(h_\ell - h'_\ell)$ d'après (A.2)

Compte tenu de ces prémisses, le système d'équations qui traduit les conditions aux limites précédentes aux interfaces z = 0 et z = ℓ, se met sous la forme suivante :

face (0) z = 0

$$\begin{cases} (1)_o : h(0) = h_1 + h_2 + h'_1 e^{-k_1\ell} + h'_2 e^{-k_2\ell} \\ (2)_o : k_1 h_i = k_1 h_1 + k_2 h_2 - k_1 h'_1 e^{-k_1\ell} - k_2 h'_2 e^{-k_2\ell} \\ (3)_o : 0 = \beta_1 k_1 h_1 + \beta_2 k_2 h_2 - \beta_1 k_1 h'_1 e^{-k_1\ell} - \beta_2 k_2 h'_2 e^{-k_2\ell} \end{cases}$$

face (ℓ) z = ℓ

$$\begin{cases} (1) : h(\ell) = h_1 + h'_1 e^{-k_1\ell} + h_2 + h'_2 e^{-k_2\ell} \\ (2) : k_1 h_f = k_1 h_1 e^{-k_1\ell} - k_1 h'_1 + k_2 h_2 e^{-k_2\ell} - k_2 h'_2 \\ (3) : 0 = \beta_1 k_1 h_1 e^{-k_1\ell} - \beta_1 k_1 h'_1 + \beta_2 k_2 h_2 e^{-k_2\ell} - \beta_2 k_2 h'_2 \end{cases}$$

Introduisons maintenant les impédances à partir desquelles s'expriment les quantités expérimentales mesurées, respectivement dans des expériences de réflexion et de transmission.

- Considérons une excitation sur la face (0), on peut définir l'impédance de surface complexe (23) :

$$Z = \frac{\vec{n}_o.(\vec{E}_o\times\vec{H}^*_o)}{(\vec{H}_o.\vec{H}^*_o)} \qquad (A.8)$$

où $\vec{n}_o$ désigne le vecteur unitaire normal à la surface, pointant vers l'intérieur du métal (par suite $\vec{n}_o = \vec{n}$ défini plus haut) et $\vec{E}_o$ et $\vec{H}_o$ sont les champs électrique et magnétique pris à la surface, dans le vide.

Pour la face (0), soit $Z^{in}(0)$ cette quantité, elle s'exprime également comme :

$$Z^{in}(0) = \frac{(\vec{n}_o \times \vec{E}_o).\vec{H}_o^*}{(\vec{H}_o.\vec{H}_o^*)}$$ ce qui compte tenu des expressions $\begin{cases} \vec{n}_o \times \vec{E}_o = \vec{n} \times \vec{E}_o = \frac{k_1}{\sigma} h_i \vec{b} \\ \text{d'après (A.6)} \\ \vec{H}_o = h(0)\vec{b} \\ \text{avec } \vec{b}_{\text{unitaire}} (\vec{b}.\vec{b}^* = 1) \end{cases}$

s'exprime comme :

$$Z^{in}(0) = \frac{k_1}{\sigma} \frac{h_i}{h(0)} \quad (A.9)$$

Sur la face (ℓ), correspondant à une excitation sur la face (0), le champ dans le vide $h(\ell)$ se réduit (en l'absence d'excitation sur la face (ℓ)) au champ transmis : $h(\ell) = h_\ell = h_t$, se propageant vers l'extérieur du métal. Définissons alors l'impédance $Z^{out}(\ell)$ par rapport à la radiation excitatrice (sur la face (0)) par l'expression suivante :

$$Z^{out}(\ell) = \frac{\vec{n}_o.(\vec{E}_\ell \times \vec{H}_o^*)}{(\vec{H}_o.\vec{H}_o^*)} \quad (A.10)$$

Alors :

$$Z^{out}(\ell) = \frac{(\vec{n}_o \times \vec{E}_\ell).\vec{H}_o^*}{(\vec{H}_o.\vec{H}_o^*)}$$ ce qui compte tenu des expressions

$$\begin{cases} \vec{n}_o \times \vec{E}_\ell = \vec{n} \times \vec{E}_\ell = \frac{k_1}{\sigma} h_f \vec{b} \quad \text{d'après (A.7)} \\ \vec{H}_o = h(0)\vec{b} \end{cases}$$

s'exprime comme :

$$Z^{out}(\ell) = \frac{k_1}{\sigma} \frac{h_f}{h(0)} \quad (A.11)$$

- Si on considère maintenant une excitation sur la face (ℓ), on peut définir de même l'impédance de surface $Z^{in}(\ell)$ correspondant à la radiation incidente sur la face (ℓ) :

$$Z^{in}(\ell) = \frac{\vec{n}_\ell.(\vec{E}_\ell \times \vec{H}_\ell^*)}{(\vec{H}_\ell.\vec{H}_\ell^*)} = \frac{(\vec{n}_\ell \times \vec{E}_\ell).H_\ell^*}{(\vec{H}_\ell.\vec{H}_\ell^*)}$$ ce qui compte tenu des expressions

$$\begin{cases} \vec{n} \times \vec{E}_\ell = \frac{k_1}{\sigma} h_f \vec{b} \quad \text{d'après (A.7)} \\ \vec{H}_\ell = h(\ell)\vec{b} \end{cases}$$

(et du fait que $\vec{n}_\ell$, pointant vers l'intérieur du métal, est tel que $\vec{n}_\ell = -\vec{n}$)

donne :

$$Z^{in}(\ell) = -\frac{k_1}{\sigma} \frac{h_f}{h(\ell)} \quad (A.12)$$

. D'après (A.11) et (A.12), par superposition des excitations sur les faces (0) et (ℓ), on aura :

$$\frac{k_1}{\sigma} h_f = - Z^{in}(\ell) h(\ell) + Z^{out}(\ell) h(0) \qquad (A.13)$$

. De même on définit $Z^{out}(0)$, par rapport à une radiation excitatrice (sur la face (ℓ)), par l'expression :

$$Z^{out}(0) = \frac{\vec{n}_\ell . (\vec{E}_o \times \vec{H}_\ell^*)}{(\vec{H}_\ell . \vec{H}_\ell^*)} = \frac{(\vec{n}_\ell \times \vec{E}_o) . \vec{H}_\ell^*}{(\vec{H}_\ell . \vec{H}_\ell^*)} \text{ ce qui compte tenu de } \begin{cases} \vec{n} \times \vec{E}_o = \frac{k_1}{\sigma} h_i \vec{b} \text{ d'après (A.6)} \\ \vec{H}_\ell = h(\ell) \vec{b} \end{cases}$$

et du fait que $\vec{n}_\ell = -\vec{n}$, donne :

$$Z^{out}(0) = - \frac{k_1}{\sigma} \frac{h_i}{h(\ell)} \qquad (A.14)$$

. D'après (A.9) et (A.14), par superposition des excitations sur les faces (0) et (ℓ), on aura :

$$\frac{k_1}{\sigma} h_i = Z^{in}(0) h(0) - Z^{out}(0) h(\ell) \qquad (A.15)$$

- En résumé, d'après (A.13) et (A.15), pour une double excitation sur les faces (0) et (ℓ), les champs (h_i, h_f) sont reliés aux champs $(h(0), h(\ell))$ par la matrice d'impédances suivante :

$$\begin{bmatrix} \frac{k_1}{\sigma} h_i \\ \\ \frac{k_1}{\sigma} h_f \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z^{in}(0) & -Z^{out}(0) \\ \\ Z^{out}(\ell) & -Z^{in}(\ell) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h(0) \\ \\ h(\ell) \end{bmatrix} \qquad (A.16)$$

Revenons au système d'équations traduisant les conditions aux limites respectivement sur la face (z=0) {équations $(1)_o$, $(2)_o$, $(3)_o$} et la face $(z=\ell)$ {équations $(1)_\ell$, $(2)_\ell$, $(3)_\ell$}.
Sans entrer dans le détail du calcul, indiquons simplement la méthode de résolution : la démarche suivie consiste d'abord, à partir des équations {$(2)_o$, $(3)_o$, $(2)_\ell$, $(3)_\ell$}, par le biais de combinaisons linéaires appropriées, à exprimer les amplitudes (h_1, h_1', h_2, h_2') à l'intérieur du métal en fonction de h_i et de h_f. Cela conduit au résultat suivant :

$$\begin{bmatrix} h_1 \\ \\ h_1' \end{bmatrix} = \frac{1}{(1 - \frac{\beta_1}{\beta_2})} [T_1] \begin{bmatrix} h_i \\ \\ h_f \end{bmatrix} \text{ où la matrice } [T_1] = \frac{1}{2sh(k_1 \ell)} \begin{bmatrix} e^{k_1 \ell} & -1 \\ \\ 1 & -e^{k_1 \ell} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} h_2 \\ h_2' \end{bmatrix} = \frac{-\left(\frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2}\right)}{\left(1-\frac{\beta_1}{\beta_2}\right)} [T_2] \begin{bmatrix} h_i \\ h_f \end{bmatrix} \text{ où la matrice } [T_2] = \frac{1}{2sh(k_2 \ell)} \begin{bmatrix} e^{k_2 \ell} & -1 \\ 1 & -e^{k_2 \ell} \end{bmatrix}$$

La résolution du problème consiste à calculer (h_i, h_f) en fonction de $(h(0), h(\ell))$. Pour cela on tient compte des deux conditions aux limites restantes $\{(1)_o, (1)_\ell\}$, qui traduisent la continuité du champ magnétique aux interfaces : $(h(0), h(\ell))$ s'y expriment en fonction de (h_1, h_1', h_2, h_2') et par suite du calcul précédent en fonction de (h_i, h_f). Par inversion, on obtient la relation cherchée, exprimée sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} h_i \\ h_f \end{bmatrix} = \frac{\left(1 - \frac{\beta_1}{\beta_2}\right)}{(R^2 - T^2)} \begin{bmatrix} R & -T \\ T & -R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h(0) \\ h(\ell) \end{bmatrix} \qquad (A.17)$$

où les différentes quantités ont pour expression :

$$\begin{cases} R = \left[\coth(k_1 \ell) - \frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2} \coth k_2 \ell\right] \\ T = \left[\frac{1}{sh k_1 \ell} - \frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2} \frac{1}{sh k_2 \ell}\right] \\ (R^2 - T^2) = \left\{1 - 2 \frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2} \left(\frac{ch k_1 \ell \, ch k_2 \ell - 1}{sh k_1 \ell \, sh k_2 \ell}\right) + \left(\frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2}\right)^2\right\} \end{cases}$$

RESULTATS : DESCRIPTION DES SIGNAUX DE RESONANCE

. La comparaison à (A.16) permet alors, par identification, la détermination de la matrice d'impédances :

$$\begin{cases} Z^{in}(0) = Z^{in}(\ell) = \frac{k_1}{\sigma} \left(1 - \frac{\beta_1}{\beta_2}\right) \frac{R}{(R^2 - T^2)} & (A.18) \\ Z^{out}(0) = Z^{out}(\ell) = \frac{k_1}{\sigma} \left(1 - \frac{\beta_1}{\beta_2}\right) \frac{T}{(R^2 - T^2)} & (A.19) \end{cases}$$

. Remarquons que $Z^{out}(0) = Z^{out}(\ell)$ (on désignera simplement par Z^{out} cette quantité), ainsi le signal transmis qui se déduit simplement de Z^{out} est le même pour une excitation donnée, indépendamment de la face où l'excitation a lieu. D'autre part $Z^{in}(0) = Z^{in}(\ell)$ (on désignera simplement par Z^{in} cette quantité), ainsi la réponse sur une face à une excitation donnée sur cette face est indépendante de la nature de la face. Ces résultats sont évidemment attendus dans la mesure où le

métal a été supposé homogène et par suite possède les mêmes propriétés sur les 2 faces. Il sera intéressant de comparer ces résultats à ceux obtenus (voir annexe C) pour un échantillon bimétallique constitué par 2 métaux A et B en contact.

. Le calcul précédent a une portée générale : il est valable pour un couplage quelconque entre modes "courant" et "spin" d'un milieu conducteur où les porteurs de spin diffusent. D'autre part, on n'a fait aucune hypothèse particulière concernant l'ordre de grandeur relatif de l'épaisseur de l'échantillon et des profondeurs de pénétration caractéristiques des modes "courant" et "spin".

Nous allons maintenant, à partir des expressions précédentes de Z^{in} et Z^{out}, traduire le fait que pour un métal pur paramagnétique, l'approximation de faible couplage entre modes "courant" et "spin" est réalisée (voir chap.I.A.2.b), et expliciter les formes de raie auxquelles on s'attend dans des expériences de transmission et de réflexion, en particularisant les hypothèses correspondant à quelques cas limites.

Préambule à la discussion des signaux de résonance : examen des quantités relatives aux modes courant et spin

Au 1er ordre en l'approximation (AP.1) de faible couplage entre modes courant et spin, réalisée dans le métal paramagnétique, les carrés des vecteurs d'onde (Q_1, Q_2) correspondant respectivement aux modes propres de propagation courant et spin, ainsi que les susceptibilités associées (β_1, β_2) ont été donnés au chap. I(A.2.b).

Considérons tout d'abord les quantités suivantes :

. On pose : $Q_{c\ell} = \frac{2i}{\delta^2}$ (A.20), c'est le carré du vecteur du mode courant correspondant à l'effet de peau classique (indépendant du spin) et l'impédance classique qui lui est associée est donnée par : $Z_{c\ell} = \frac{Q_{c\ell}^{1/2}}{\sigma} = \frac{(1+i)}{\sigma\delta}$ (A.21).

D'autre part la quantité Q_{ct} définie à partir de l'équation de Maxwell (I.21) est telle que : $Q_{ct} = Q_{c\ell} = \frac{2i}{\delta^2}$ d'après (I.22).

. D'après (I.27) et (I.30), le carré du vecteur d'onde Q_1 du mode courant du métal s'exprime comme

$$(I.27)\quad Q_1 = Q_1^o + \frac{Q_{diff} Q_{ct}}{(Q_1^o - Q_2^o)} = Q_1^o + \beta_1 Q_{ct} \text{ où } \beta_1 \text{ est proportionnel à la}$$

susceptibilité χ. Par suite, au 1er ordre en susceptibilité, on a :

$$k_1 = (Q_1)^{1/2} \simeq Q_{c\ell}^{1/2}\left[1 + \frac{\chi}{2} + \frac{\beta_1}{2}\right] \qquad (A.22)$$

. Les susceptibilités relatives aux modes courant et spin sont données par les expressions :

$$(I.30)\quad \beta_1 = \frac{i\omega\chi}{D(Q_1^o - Q_2^o)} \;;\quad (I.31)\quad (-\beta_2) = \frac{Q_1^o - Q_2^o}{Q_{c\ell}}$$

où Q_1^o (I.18), Q_2^o (I.16) sont les carrés des vecteurs des modes courant et spin non couplés.

. Considérons alors les 2 cas limites suivants, selon l'ordre de grandeur relatif des profondeurs de pénétration des modes courant et spin :

- 1er cas limite : $|Q_1^o| >> |Q_2^o| \leftrightarrow \delta_{eff} >> \delta$

Dans ces conditions : $\beta_1 = \frac{i\omega\chi}{DQ_1^o} \simeq \frac{\chi\omega\delta^2}{2D}$ (A.23), à l'ordre le plus bas en χ.

β_1 s'écrit aussi : $\beta_1 = \chi\omega T_D$ où $T_D = \frac{\delta^2}{2D}$ est le temps de diffusion à travers l'épaisseur de peau.

On remarque alors que β_1, de même que k_1 (A.22) sont non résonnants.

Pour le mode spin, β_2 se réduit à : $\beta_2 = -(1+\chi) \simeq -1$ (A.24) ; la seule quantité présentant un caractère résonnant (autour de $\omega = \omega_o$) étant alors : $k_2 = (Q_2)^{1/2}$, le vecteur d'onde du mode spin.

. Dans le cadre de ce cas limite, on a l'inégalité : $\left|\frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2}\right| >> \left|\frac{\beta_1}{\beta_2}\right|$ et $|\beta_1|$

- 2e cas limite : $|Q_1^o| << |Q_2^o| \leftrightarrow \delta >> \delta_{eff}$

Dans ces conditions : $\beta_1 = \frac{-i\omega\chi}{DQ_2^o} = \frac{-i\omega\chi}{\Omega}$ (A.25) avec : $\Omega = \frac{1}{T} + i(\omega-\omega_o)$ (I.17)

β_1 possède alors un caractère résonnant, de même que le vecteur d'onde du mode courant k_1 (A.22). β_2 se réduit à : $\beta_2 = -Q_2^o/Q_{c\ell}$ (A.26), c'est-à-dire possède un caractère résonnant par Q_2^o.

Dans le cadre de ce cas limite, on a les inégalités : $|\beta_1| >> \left|\frac{\beta_1}{\beta_2}\right| >> \left|\frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2}\right|$

Signal de résonance en transmission

Dans une expérience de transmission, la quantité mesurée correspond à la projection du champ transmis sur une référence (beaucoup plus grande que le champ transmis) et l'on a la possibilité d'ajuster la phase de la référence par rapport à celle du champ transmis. D'après (A.11), pour une excitation sur la face (0) par exemple, l'information physique concernant l'amplitude et la place du signal transmis sera essentiellement contenue dans l'impédance complexe Z^{out}.

. Au 1er ordre en l'approximation (AP.1) de faible couplage entre modes courant et spin, l'impédance Z^{out} s'exprime, à partir de (A.19) comme :

$$Z^{out} = \frac{k_1}{\sigma}\left\{1 - \frac{\beta_1}{\beta_2}\left(1 - \frac{2k_1}{k_2}\left[\frac{chk_1\ell\ chk_2\ell - 1}{shk_1\ell\ shk_2\ell}\right]\right)\right\}\left[\frac{1}{shk_1\ell} - \frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2\ shk_2\ell}\right] \quad (A.27)$$

On voit ainsi que, d'une façon générale, une transmission est possible pour chacun des modes, courant et spin.

On envisage dans ce qui suit le cas usuel de la transmission où l'échantillon est épais pour le mode courant : $|k_1\ell| >> \quad \leftrightarrow \ell >> \delta$

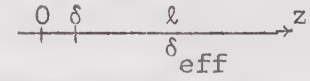
Cela correspond à une bonne isolation, par l'échantillon, entre les cavités émettrice et réceptrice. Dans ces conditions,

Z^{out} se réduit à : $Z^{out} = \frac{k_1}{\sigma}\left\{1 - \frac{\beta_1}{\beta_2}\left(1 - \frac{2k_1}{k_2}\ cothk_2\ell\right)\right\}\left(\frac{-\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2\ shk_{2e}}\right)$

Z^{out} apparait alors directement proportionnelle à la susceptibilité χ par β_1. Aussi, à l'ordre significatif le plus bas en l'approximation (AP.1), l'expression de Z^{out} précédente se réduit à :

$$\boxed{Z^{out} = Z_{c\ell}\left[-\frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2}\frac{1}{shk_2\ell}\right]} \quad (A.28)$$

où $Z_{c\ell}$ est l'impédance classique (indépendante du spin) : $Z_{c\ell} = \frac{2^{1/2} i^{1/2}}{\sigma\delta} = \frac{(1+i)}{\sigma\delta}$ (A.21)

. Comme pour la transmission, d'après l'expression précédente, une condition d'observation du signal est que δ_{eff} soit comparable à ℓ ($\delta_{eff} \gtrsim \ell$) on se trouve alors dans l'échelle des longueurs dans la situation suivante : 

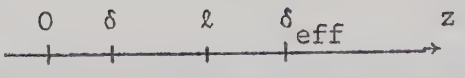
Par suite, tenant compte de $\delta_{eff} >> \delta$, on peut expliciter les différentes grandeurs dans le cadre du 1er cas limite examiné plus haut ($|Q_1^o| >> |Q_2^o|$) ce qui conduit à :

$$Z^{out} = \frac{i\ell\chi\omega}{\sigma D}\frac{1}{k_2\ell\ shk_2\ell} = i\frac{\chi\omega T\sqrt{2}}{\sigma\delta_{eff}}\frac{1}{(1+iT\Delta\omega)^{1/2}}\frac{1}{shv} \quad (A.29)$$

avec $$v = k_2\ell = \frac{\ell\sqrt{2}}{\delta_{eff}}(1+iT\Delta\omega)^{1/2}$$

. On remarque que, dans ces conditions, le signal de résonance en transmission est exclusivement associé à la diffusion des électrons, la résonance de Z^{out} provenant du caractère résonnant de k_2 (mode spin).

- Dans le cas particulier (généralement réalisé pour les métaux simples à basse température) où la condition supplémentaire ($\ell << \delta_{eff}$) est réalisée, c'est-à-

dire dans le cadre : 

$$Z^{out} = i \frac{\chi\omega T}{\ell\sigma} \frac{1}{(1+iT\Delta\omega)} \qquad (A.30)$$

. Le signal transmis a alors une forme Lorentzienne et son intensité est inversement proportionnelle à l'épaisseur de l'échantillon.

Signal de résonance en réflexion

Dans une expérience de réflexion la quantité mesurée est l'énergie radiofréquence absorbée dans le métal par unité de temps et par unité de surface. C'est la partie réelle de la composante normale du vecteur de Poynting complexe $\frac{1}{2}\vec{n}.\left[\vec{E}\times\vec{H}^*\right]$ pris à la surface (dans le vide).

. Considérant le cas d'une excitation uniquement sur la face (0), pour comparer notamment aux résultats de Dyson, la puissance absorbée sur cette face s'exprime en fonction de $Z^{in}(0) = Z^{in}$, en vertu de la définition de cette impédance (A.8), comme :

$$P_{abs} = \frac{1}{2} \mathrm{Re}\, Z^{in} \left[h(0)\right]^2 \qquad (A.31)$$

D'après (A.18) l'impédance complexe Z^{in}, au 1er ordre en l'approximation (AP.1) de faible couplage entre modes courant et spin, s'exprime comme :

$$Z^{in} = Z^{in}_{ct}\left\{1 - \frac{\beta_1}{\beta_2}\left(1 + \frac{k_1}{k_2}\left[\frac{\mathrm{cothk}_2\ell}{\mathrm{cothk}_1\ell} - 2\,\frac{\mathrm{chk}_1\ell\ \mathrm{chk}_2\ell - 1}{\mathrm{shk}_1\ell\ \mathrm{shk}_2\ell}\right]\right)\right\} \qquad (A.32)$$

où $Z^{in}_{ct} = \frac{k_1}{\sigma}\mathrm{cothk}_1\ell$ (A.33) ne dépend que du mode courant.

. Particularisons les hypothèses concernant l'ordre de grandeur relatif de l'épaisseur ℓ de l'échantillon et des profondeurs de pénétration caractéristiques des modes courant et spin.

I. Métal épais pour le mode courant : $|k_1\ell| >> 1 \leftrightarrow \ell >> \delta$

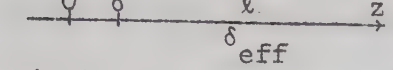
Alors : $$Z^{in} = \frac{k_1}{\sigma}\left\{1 - \frac{\beta_1}{\beta_2}\left(1 - \frac{k_1}{k_2}\mathrm{cothk}_2\ell\right)\right\} \qquad (A.34)$$

ce qui, compte tenu de l'expression de k_1 (A.22), donne au 1er ordre en susceptibilité :

$$\boxed{Z^{in} = Z_{c\ell}\left\{1 + \frac{\chi}{2} + \frac{\beta_1}{2} - \frac{\beta_1}{\beta_2} + \frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2}\mathrm{cothk}_2\ell\right\}} \qquad (A.35)$$

où $Z_{c\ell}$ est l'impédance classique indépendante du spin (A.21).

Ouvrons alors une discussion en fonction de la pénétration relative des modes courant et spin :

- 1er cas limite : $|Q_1^o| >> |Q_2^o| \leftrightarrow \delta_{eff} >> \delta$. On est alors dans le cadre : 

. On est alors dans la situation usuelle de la transmission (voir plus haut).
Comme dans ce cas limite (voir préambule) on a : $\left|\frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2}\right| >> \left|\frac{\beta_1}{\beta_2}\right|$ et $|\beta_1|$, Z^{in} se réduit à :

$$Z^{in} = Z_{c\ell}\left[1 + \frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2}\coth k_2 \ell\right] \qquad (A.36)$$

Comme pour la transmission, le signal de résonance en réflexion, correspondant à la partie résonnante de Z^{in} : $Z_{c\ell}\frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2}\coth k_2\ell$, est associée à la diffusion des électrons (la résonance provenant du caractère résonnant de k_2).
. Dans le cas particulier où la condition supplémentaire ($\ell << \delta_{eff}$) est réalisée, c'est-à-dire :

la partie de Z^{in} dépendante du spin prend la forme simple suivante, correspondant à une Lorentzienne :
$Z^{in}_{spin} = \frac{1}{\sigma\ell}\frac{(-i\chi\omega T)}{(1+iT\Delta\omega)}$ (A.37) ce qui conduit à la puissance absorbée par les spins :

$$P^{spin}_{abs} = \frac{1}{2}[h(0)]^2 \,\mathrm{Re}\, Z^{in}_{spin} = \frac{1}{2}[h(0)]^2\left(\frac{-\chi\omega T}{\sigma\ell}\right)\frac{T\Delta\omega}{\left[1+(T\Delta\omega)^2\right]} \quad (A.38) \text{ avec } \Delta\omega = \omega-\omega_o$$

Pour la dérivée de la puissance absorbée par rapport au champ statique, on aura une forme de raie symétrique avec un $\frac{A}{B} = 8$.

- 2e cas limite : $|Q_1^o| << |Q_2^o| \leftrightarrow \delta_{eff} << \delta$. On est alors dans le cadre

. Dans ces conditions ($\delta_{eff} << \delta$), les spins électroniques sont pratiquement "fixes" par rapport aux variations du champ excitateur.
Comme $|\beta_1| >> \left|\frac{\beta_1}{\beta_2}\right|$ et $\left|\frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2}\right|$, (voir 2e cas limite examiné en préambule), Z^{in} se réduit à :

$$Z^{in} = Z_{c\ell}\left[1 + \frac{1}{2}(\chi+\beta_1)\right] \qquad (A.39)$$

la partie résonnante de Z^{in} : $\frac{1}{2}Z_{c\ell}\beta_1$ est associée à l'excitation directe des électrons dans l'épaisseur de peau (la résonance provenant du caractère résonnant de β_1 correspondant au mode courant), la diffusion des porteurs de spin ne jouant aucun rôle.

$$\text{On a : } Z^{in}_{spin} = \frac{1}{2}Z_{c\ell}\beta_1 = \frac{1}{\sigma\delta}\frac{(-i\chi\omega T)}{(1+iT\Delta\omega)}\left(\frac{1+i}{2}\right) \qquad (A.40)$$

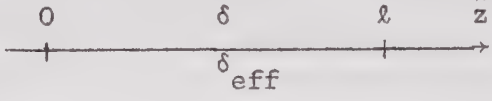
ce qui conduit à la puissance absorbée par les spins :

$$P_{abs}^{spin} = \frac{1}{2}\left[h(0)\right]^2 \frac{\chi\omega T}{2\sigma\delta} \frac{(1 - T\Delta\omega)}{1 + (T\Delta\omega)^2} \qquad (A.41)$$

Cela correspond à une forme de raie intrinséquement Lorentzienne, mais à un mélange égal de $\chi'(\omega)$ et $\chi''(\omega)$ dû à l'effet de peau. Pour la dérivée de la puissance absorbée par rapport au champ statique, on aura une forme de raie assymétrique avec un : $\frac{A}{|B|_{max}} = 2{,}55$.

- Cas intermédiaire : $|Q_1^\circ| \sim |Q_2^\circ| \leftrightarrow \delta \sim \delta_{eff}$

Pour un échantillon à la fois épais pour le mode courant et le mode spin :



La partie résonnante de Z^{in}, d'après (A.35), est alors donnée par :

$$Z_{spin}^{in} = Z_{c\ell}\left[\frac{\beta_1}{2} - \frac{\beta_1}{\beta_2} + \frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2}\right] \qquad (A.42)$$

où chacun des termes contribuant à la résonance doit être pris à l'ordre le plus bas en susceptibilité.

On pose : $p = \frac{k_2}{k_1} \simeq \left(\frac{Q_2^\circ}{Q_{c\ell}}\right)^{1/2}$ (A.43), qui s'exprime comme : $p = R\left[-i(1+ix)\right]^{1/2}$ (A.44)

avec $R = \frac{\delta}{\delta_{eff}}$ (A.45) et $x = T(\omega-\omega_o)$, ayant explicité Q_2° (I.16) et $Q_{c\ell}$ (A.20).

En fonction de cette quantité p, les susceptibilités (β_1,β_2) s'expriment, à l'ordre le plus bas en susceptibilité, comme :

d'après (I.30) : $\beta_1 = \frac{Q_{diff}}{Q_{c\ell}} \frac{1}{(1-p^2)}$ (A.46) ; d'après (I.31) : $(-\beta_2) = 1-p^2$ (A.47)

Tenant compte de $Z_{c\ell}$ (A.21), Q_{diff} (I.20), l'expression de Z_{spin}^{in} (A.42) en terme de p devient :

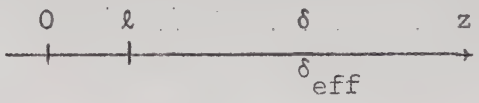
$$Z_{spin}^{in} = \frac{(1+i)}{\sigma\delta} \chi\omega T \left(\frac{\delta}{\delta_{eff}}\right)^2 \frac{1}{(1-p^2)} \left[\frac{1}{2} + \frac{(1 - \frac{1}{p})}{1 - p^2}\right] \qquad (A.48)$$

Il en résulte que la forme de raie (pour la dérivée de la puissance absorbée) va être entièrement déterminée par la donnée du rapport $R = \delta/\delta_{eff}$, étant donné l'expression de p (A.44). On déduirait aisément à partir de (A.48) les

expressions de Z^{in}_{spin} et de la puissance absorbée pour différents cas limites, selon l'ordre de grandeur de R ou $|p|$, et on montrerait qu'elles sont en accord avec les expressions correspondantes de Feher et Kip (2), d'après Dyson (3).

II. Métal mince pour le mode courant : $|k_1 \ell| << 1 \leftrightarrow \ell << \delta$

On considère un échantillon à la fois mince pour le mode courant et le mode spin :



sans préciser l'ordre de grandeur relatif de k_1 par rapport à k_2 (de δ par rapport à δ_{eff}).
L'expression générale de Z^{in} est donnée par (A.32). On pose : $\alpha = k_1 \ell$ (A.49), soit $p = \frac{k_2}{k_1}$ donné par (A.43), l'hypothèse : $|k_1 \ell|$ et $|k_2 \ell| << 1$ implique : $|\alpha|$ et $|p\alpha| << 1$.
En fonction de ces quantités Z^{in} (A.32) s'exprime comme :

$$Z^{in} = \frac{1}{\sigma \ell} \alpha \coth\alpha \left[1 - \frac{\beta_1}{\beta_2} - \frac{\beta_1 k_1}{\beta_2 k_2} \left(\frac{\coth p\alpha}{\coth\alpha} - \frac{2(\mathrm{ch}\alpha\ \mathrm{ch}p\alpha - 1)}{\mathrm{sh}\alpha\ \mathrm{sh}p\alpha}\right)\right] \quad (A.50)$$

On effectue alors un développement limité de Z^{in} (A.50) jusqu'à l'ordre α^2, ce qui conduit à :

$$Z^{in} = \frac{1}{\ell\sigma}\left[1 + \frac{\alpha^2}{3} - \frac{\beta_1}{2\beta_2}\alpha^2\left(-\frac{1}{2p^2} + \frac{1}{3} + \frac{p^2}{6}\right)\right] \quad (A.51)$$

Comme $\alpha^2 = \ell^2 Q_1 = \frac{2i\ell^2}{\delta^2}\left[1 + \chi + \beta_1\right]$ d'après (I.27) et que β_1 est directement proportionnel à la susceptibilité, on développe Z^{in} (A.51) en fonction de la susceptibilité, jusqu'au 1^{er} ordre, ce qui conduit à :

$$Z^{in} = \frac{1}{\ell\sigma}\left\{1 + \frac{2i\ell^2}{\delta^2}\left[\frac{1+\chi}{3} + \frac{\beta_1}{3} - \frac{\beta_1}{2\beta_2}\left(-\frac{1}{2p^2} + \frac{1}{3} + \frac{p^2}{6}\right)\right]\right\} \quad (A.52)$$

Tenant compte des expressions de β_1 (A.46), β_2 (A.47) en termes de p (A.43), on déduit pour la partie résonnante de Z^{in} :

$$Z^{in}_{spin} = -\frac{\ell}{4\sigma} Q_{diff} \frac{1}{p^2} = \frac{\ell}{2\sigma\delta^2} \frac{\chi\omega T}{(1+iT\Delta\omega)} \quad (A.53)$$

où dans la première égalité on a explicité Q_{diff} (I.20), p^2 d'après (A.44).
Le signal de résonance est alors indépendant de la diffusion et correspond à une forme de raie Lorentzienne.

ANNEXE : B

RESONANCE ELECTRONIQUE DANS UN ALLIAGE MAGNETIQUE HOMOGENE :

- CALCUL DES FREQUENCES PROPRES DE RESONANCE
- EXPRESSIONS DE DIVERSES QUANTITES RELATIVES AUX MODES COURANT ET SPIN

PLAN DE L'ANNEXE B

PARTIE I : Fréquences propres de résonance du système ; examen de 2 formes pour la destination de la relaxation

I.A. Cas de la forme 2 pour la destination de la relaxation (excluant le champ d'échange)

- équation aux fréquences propres de résonance et forme explicite des solutions pour une approximation donnée
- 1er cas limite : régime dynamique de "bottleneck" fort ou de couplage fort
- 2^{e} cas limite : régime dynamique de couplage faible
- 3^{e} cas : régime dynamique de couplage intermédiaire

fréquences propres explicitées dans le cas où la susceptibilité des moments localisés est dominante

I.B. Cas de la forme 1 pour la destination de la relaxation (incluant le champ d'échange

- équation aux fréquences propres de résonance et forme explicite des solutions pour une approximation donnée
- 1er cas limite : régime dynamique de "bottleneck" fort
- 2^{e} cas limite : régime dynamique de couplage faible

mise en évidence de 2 formes différentes pour les solutions selon le mode de réalisation du couplage faible

PARTIE II : Expressions de quantités relatives aux modes courant et spin ; examen des 2 formes pour la destination de la relaxation

II.A. Cas de la forme 2 pour la destination de la relaxation

II.B. Cas de la forme 1 pour la destination de la relaxation

ANNEXE B : RESONANCE ELECTRONIQUE DANS UN ALLIAGE MAGNETIQUE HOMOGENE

PARTIE I : Fréquences propres de résonance du système ; examen de 2 formes pour la destination de la relaxation

Nous présentons ci-dessous le calcul des fréquences propres de résonance du système moments localisés-électrons de conduction, en nous plaçant, pour décrire le mouvement des aimantations, respectivement, des électrons de conduction et des moments localisés, dans le cadre de la représentation basée sur le système d'équations de Bloch couplées, telle que nous l'avons exposée au chapitre II.
. Nous exprimons l'équation aux fréquences propres de résonance du système pour les deux formes de destination de la relaxation que nous avons envisagées (voir chapitre II). Nous donnons les expressions des solutions de cette équation (c'est-à-dire des 2 fréquences propres) dans différents cas limites où une approximation est satisfaite et permet de décrire, sous une forme littérale explicite, les solutions de cette équation du 2^{e} degré en ω : cette approximation sera liée, soit à la nature du régime dynamique de spins, soit à l'ordre de grandeur relatif des susceptibilités des 2 systèmes de spins.

I.A. Cas de la forme 2 pour la destination de la relaxation (excluant le champ d'échange)

L'équation aux fréquences propres de résonance est donnée par : (B.1)
$\Omega_s\Omega_d - \zeta_s\zeta_d = 0$ selon (II.35) où Ω_s, Ω_d (définis par (II.33)), ζ_s, ζ_d sont donnés dans le tableau 1.a) pour la forme 2 de destination de la relaxation. Cette équation du second degré en ω est de la forme : $\omega^2 - \omega P + Q = 0$ (B.2)
avec pour expressions de P et Q, groupant les termes liés à l'échange dans P :

$$(B.3)\quad P = \left(\omega_s + i\frac{1}{T_{s\ell}}\right) + \left(\omega_d + i\frac{1}{T_{d\ell}}\right) + \left[\lambda\chi_d^{\circ}\,\omega_s + \lambda\chi_s^{\circ}\omega_d\right] + i\left[\frac{1}{T_{sd}} + \frac{1}{T_{ds}}\right]$$

$$(B.4)\quad Q = \left[\left(\omega_s\omega_d + \lambda\chi_s^{\circ}\omega_s\omega_d + \lambda\chi_d^{\circ}\omega_s\omega_d\right) - \left(\frac{1}{T_{s\ell}}\cdot\frac{1}{T_{d\ell}} + \frac{1}{T_{s\ell}}\cdot\frac{1}{T_{ds}} + \frac{1}{T_{d\ell}}\cdot\frac{1}{T_{sd}}\right)\right]$$
$$+ i\left[\omega_s\frac{1}{T_{d\ell}} + \omega_d\frac{1}{T_{s\ell}} + \omega_s\frac{1}{T_{ds}} + \lambda\chi_s^{\circ}\omega_d\frac{1}{T_{s\ell}} + \omega_d\frac{1}{T_{sd}} + \lambda\chi_d^{\circ}\omega_s\frac{1}{T_{d\ell}}\right]$$

Définissons les quantités α, β, γ, δ par les relations suivantes :

$$(B.5)\quad \begin{cases} \alpha = \omega_s + i\dfrac{1}{T_{s\ell}} \\ \beta = \omega_d + i\dfrac{1}{T_{d\ell}} \end{cases} \qquad \begin{cases} \gamma = \lambda\chi_d^{\circ}\omega_s + i\dfrac{1}{T_{sd}} \\ \delta = \lambda\chi_s^{\circ}\omega_d + i\dfrac{1}{T_{ds}} \end{cases}$$

En fonction de ces quantités : (B.6) $P = \alpha + \beta + \gamma + \delta$

et on montre, en développant terme à terme, que Q s'exprime identiquement comme :

$$(B.7) \quad Q = \alpha\beta + \alpha\delta + \beta\gamma$$

Les racines complexes de l'équation aux fréquences propres de résonance (B.2) sont données par :

$$(B.8) \quad \begin{matrix}\tilde{\omega}_1 \\ \tilde{\omega}_2\end{matrix} = \frac{(\alpha + \beta + \gamma + \delta) \pm \sqrt{\Delta}}{2} \quad \text{où le discriminant } \Delta = P^2 - 4Q$$

P^2 peut s'exprimer identiquement comme : $P^2 = (\alpha+\beta+\gamma+\delta)^2 = (\alpha-\beta+\gamma+\delta)^2+4\beta(\alpha+\gamma+\delta)$ (B.9)

Compte tenu de l'expression précédente (B.9) et de celle de Q (B.7), le discriminant Δ se met sous la forme :

$$\Delta = P^2 - 4Q = \left[(\alpha-\beta)+\gamma+\delta\right]^2 - 4(\alpha-\beta)\delta = X^2-4\rho \qquad (B.10)$$

$$\text{ayant posé : } X = (\alpha-\beta) + \gamma + \delta \text{ et } \rho = (\alpha-\beta)\delta \qquad (B.11)$$

$$\text{c'est-à-dire : } \Delta = X^2\left[1 - \varepsilon\right] \quad \text{avec} \quad \varepsilon = \frac{4\rho}{X^2} \qquad (B.12)$$

Lorsque l'approximation $|\varepsilon| << 1$ est réalisée on peut alors donner une forme explicite simple des racines $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$:
dans cette situation : $\Delta^{1/2} = X(1-\varepsilon)^{1/2} \simeq X(1 - \frac{\varepsilon}{2})$, les racines complexes $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$ sont alors données par

$$\begin{matrix}\tilde{\omega}_1 \\ \tilde{\omega}_2\end{matrix} = \frac{\{(\alpha+\beta+\gamma+\delta)\} \pm X}{2} \mp \frac{\rho}{X}$$

$$\text{d'où les racines (B.13)} \begin{cases} \text{signe } (+) \rightarrow \tilde{\omega}_1 = (\alpha+\gamma+\delta) - Z \\ \text{signe } (-) \rightarrow \tilde{\omega}_2 = \beta + Z \end{cases} \quad \text{où } Z = \frac{\rho}{X} = \frac{(\alpha-\beta)\delta}{(\alpha-\beta)+\gamma+\delta} \quad (B.14)$$

Considérons alors les différents cas où ce critère $|\varepsilon| << 1$ est satisfait :

. Comparons tout d'abord dans X les termes liés à l'interaction d'échange (déplacement de fréquence, taux de relaxation) traduits par (γ,δ) à ceux associés aux fréquences nues de résonance des 2 systèmes de spins et à leur taux de relaxation vers le réseau, traduits par (α,β). Cette comparaison nous permet de définir le "régime dynamique de spins" par lequel on peut caractériser le système couplé moments localisés - électrons conduction.

. On définit le régime dynamique de spins par la comparaison des quantités : $|\gamma+\delta|$ et $|\alpha-\beta|$, c'est-à-dire :

$$\left[(\lambda\chi_d^o\omega_s+\lambda\chi_s^o\omega_d)^2 + (\frac{1}{T_{sd}} + \frac{1}{T_{ds}})^2\right]^{1/2} \quad \text{et} \quad \left[(\omega_s-\omega_d)^2 + (\frac{1}{T_{s\ell}} - \frac{1}{T_{d\ell}})^2\right]^{1/2}$$

. Remarquons que les quantités γ et δ associées à l'échange sont liées par la relation de bilan détaillé. Cette relation (II.6) qui s'exprime comme

$$\frac{\chi_s^o}{\gamma_s^2 T_{sd}} = \frac{\chi_d^o}{\gamma_d^2 T_{ds}} \text{ entraine la relation : } \frac{\gamma_d}{\gamma_s}\frac{1}{T_{sd}}\frac{1}{(\lambda\chi_d^o)} = \frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{1}{T_{ds}}\frac{1}{(\lambda\chi_s^o)} = \frac{1}{\tau_{ex}} \quad \text{(B.15)}$$

. Cette dernière relation (B.15) nous permet de définir une quantité : $\frac{1}{\tau_{ex}}$, qui a la dimension d'un taux de relaxation et est associée à l'échange (par λ elle possède le signe de l'échange, les taux de relaxation $\frac{1}{T_{ds}}$ et $\frac{1}{T_{sd}}$ étant du 2^e ordre en J). En fonction de cette quantité on a les expressions suivantes :

$$\text{(B.16)} \begin{cases} \gamma = \lambda\chi_d^o\omega_s + i\frac{1}{T_{sd}} = \lambda\chi_d^o(\omega_s + i\frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{1}{\tau_{ex}}) \\ \delta = \lambda\chi_s^o\omega_d + i\frac{1}{ds} = \lambda\chi_s^o(\omega_d + i\frac{\gamma_d}{\gamma_s}\frac{1}{\tau_{ex}}) \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \frac{1}{T_{sd}} = (\lambda\chi_d^o)\frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{1}{\tau_{ex}} \\ \frac{1}{T_{ds}} = (\lambda\chi_s^o)\frac{\gamma_d}{\gamma_s}\frac{1}{\tau_{ex}} \end{cases}$$

. Envisageons alors les 2 cas limites de régime dynamique de spins où l'approximation $|\varepsilon| << 1$ se trouve satisfaite :

1er cas limite : régime dynamique de "bottleneck" fort ou de couplage fort

On le caractérise par l'inégalité : $|\gamma+\delta| >> |\alpha-\beta|$ (B.17)

Dans ce régime l'interaction d'échange entre les 2 systèmes de spins est suffisamment forte pour que les termes qui lui sont associés dominent largement les termes de relaxation vers le réseau de ces systèmes et la différence des fréquences propres de résonance (ω_s, ω_d) que ces systèmes possèdent en l'absence de couplage. Dans la pratique, la satisfaction de l'inégalité précédente implique que ces fréquences "nues" ω_s et ω_d soient suffisamment voisines.

. Dans ce régime, quel que soit l'ordre de grandeur relatif des susceptibilités χ_s^o, χ_d^o, l'approximation $|\varepsilon| << 1$ se trouve satisfaite.

. Compte tenu de l'inégalité (B.17) caractérisant ce régime de "bottleneck" fort, Z (B.14) se réduit à : $Z = (\alpha-\beta)\frac{\delta}{(\gamma+\delta)}$.

. Afin d'expliciter les expressions de $\tilde{\omega}_1$ et $\tilde{\omega}_2$ (B.13), à partir de Z, on étudie le rapport :

$$\text{(B.18)} \quad \frac{\delta}{\gamma+\delta} = \frac{\lambda\chi_s^o\omega_d + i\frac{1}{T_{ds}}}{(\lambda\chi_s^o\omega_d+\lambda\chi_d^o\omega_s)+i(\frac{1}{T_{ds}}+\frac{1}{T_{sd}})} = \frac{1}{(x+\frac{1}{x})} \frac{(\lambda\chi_s^o\omega_d+i\frac{1}{T_{ds}})[(\lambda\chi_s^o\omega_d+\lambda\chi_d^o\omega_s)-i(\frac{1}{T_{ds}}+\frac{1}{T_{sd}})]}{(\lambda\chi_s^o\omega_d+\lambda\chi_d^o\omega_s)(\frac{1}{T_{ds}}+\frac{1}{T_{sd}})}$$

où on a posé : $$x = \frac{\lambda\chi_d^o\omega_s + \lambda\chi_s^o\omega_d}{\frac{1}{T_{ds}} + \frac{1}{T_{sd}}} \qquad (B.19)$$

Ce paramètre x représente, pour le couplage d'échange, le rapport entre la partie réelle (somme des termes de déplacements de fréquence associés aux champs moléculaires) et la partie imaginaire (somme des termes de relaxation).
Il peut s'exprimer, compte tenu de la relation de bilan détaillé (II.6) et des expressions (B.16), comme :

(B.20) $x = \omega_o \tau_{ex}$, où ω_o désigne une fréquence intermédiaire entre ω_s et ω_d définie par :

$$\omega_o = \frac{\omega_d\left(\frac{\chi_d^o}{2\gamma_d}\right) + \omega_s\left(\frac{\chi_s^o}{2\gamma_s}\right)}{\left(\frac{\chi_d^o}{2\gamma_d}\right) + \left(\frac{\chi_s^o}{2\gamma_s}\right)} \qquad (B.21)$$

. On déduit de (B.18), respectivement, pour la partie réelle et la partie imaginaire de $\left(\frac{\delta}{\gamma+\delta}\right)$:

$$(B.22)\quad \mathrm{Re}\left(\frac{\delta}{\gamma+\delta}\right) = \frac{1}{(x+\frac{1}{x})}\left[x\,\frac{\lambda\chi_s^o\omega_d}{\lambda\chi_s^o\omega_d + \lambda\chi_d^o\omega_s} + \frac{1}{x}\,\frac{\frac{1}{T_{ds}}}{\frac{1}{T_{ds}} + \frac{1}{T_{sd}}}\right]$$

$$(B.23)\quad \mathrm{Im}\left(\frac{\delta}{\gamma+\delta}\right) = \frac{1}{(x+\frac{1}{x})}\left[\frac{\frac{1}{T_{ds}}}{(\frac{1}{T_{ds}} + \frac{1}{T_{sd}})} - \frac{\lambda\chi_s^o\omega_d}{(\lambda\chi_s^o\omega_d + \lambda\chi_d^o\omega_s)}\right]$$

Par suite, il s'agit d'évaluer les 2 types de rapport suivants :

$$(B.24)\quad \frac{\lambda\chi_s^o\omega_d}{\lambda\chi_s^o\omega_d + \lambda\chi_d^o\omega_s} = \frac{\frac{\chi_s^o}{\gamma_s}}{\frac{\chi_s^o}{\gamma_s} + \frac{\chi_d^o}{\gamma_d}} \quad \text{et} \quad (B.25)\quad \frac{\frac{1}{T_{ds}}}{\frac{1}{T_{ds}} + \frac{1}{T_{sd}}} = \frac{\frac{\chi_s^o}{\gamma_s^2}}{\frac{\chi_s^o}{\gamma_s^2} + \frac{\chi_d^o}{\gamma_d^2}}$$

D'autre part, $\mathrm{Im}\left(\frac{\delta}{\gamma+\delta}\right)$ (B.23), peut s'exprimer, en termes des susceptibilités et des facteurs γ, comme :

$$(B.26)\qquad \mathrm{Im}\,\frac{\delta}{\gamma+\delta} = \frac{1}{(x+\frac{1}{x})}\,\frac{\chi_s^o\chi_d^o(\gamma_d - \gamma_s)}{\left(\chi_d^o\frac{\gamma_s}{\gamma_d} + \chi_s^o\frac{\gamma_d}{\gamma_s}\right)\left[\chi_d^o\gamma_s + \chi_s^o\gamma_d\right]}$$

Remarquons que cette quantité, proportionnelle à la différence des γ : $(\gamma_d - \gamma_s)$, est tout à fait négligeable ($\ll 1$) et ne donnera pas de contribution à $\tilde{\omega}_1$ et $\tilde{\omega}_2$ dès que la condition $\left|\frac{\gamma_d}{\gamma_s} - 1\right| \ll 1$ est satisfaite, c'est-à-dire si les fréquences

de résonance nues des 2 systèmes de spins sont très voisines. Nous allons alors expliciter les solutions $\tilde{\omega}_1$ et $\tilde{\omega}_2$ dans ce cas où γ_s est très voisin de γ_d, c'est-à-dire où l'approximation $\left|\frac{\gamma_d}{\gamma_s} - 1\right| \ll 1$ (B.27) est réalisée. Notons que cette situation n'est pas très restrictive car elle sera en général impliquée par le fait même qu'on se trouve dans le régime de "bottleneck" fort où l'inégalité (B.17) doit être satisfaite.

.Notons qu'il apparait clairement d'après (B.22) et les quantités traduites dans (B.24) et (B.25), qu'on aboutit, dans ce régime de "bottleneck" fort, pour les fréquences propres $\tilde{\omega}_1$ et $\tilde{\omega}_2$ à 2 types de solutions formellement différentes selon que $x \gg 1$ ou $x \ll 1$, c'est-à-dire selon que, dans l'échange, la partie de champ moléculaire domine la partie relaxation ou l'inverse. Cela se traduira dans les solutions, comme nous allons le voir ci-dessous, par des facteurs de pondération différents (les $\frac{\chi}{\gamma}$ dans le cas $x \gg 1$, les $\frac{\chi}{\gamma^2}$ dans le cas $x \ll 1$).

Considérons, par exemple, la fréquence propre $\tilde{\omega}_2$ donnée par : $\tilde{\omega}_2 = \beta + (\alpha-\beta)\left(\frac{\delta}{\gamma+\delta}\right)$ d'après (B.13).

- dans le cas $x \gg 1$: d'après (B.22) et (B.24), $\mathrm{Re}\left(\frac{\delta}{\gamma+\delta}\right) = \dfrac{\frac{\chi_s^\circ}{\gamma_s}}{\left(\frac{\chi_s^\circ}{\gamma_s} + \frac{\chi_d^\circ}{\gamma_d}\right)}$

Par suite, posant $\tilde{\omega}_2 = \omega_2 + i\frac{1}{T_2}$, on obtient pour la fréquence de résonance (réelle) ω_2 et le taux de relaxation $\frac{1}{T_2}$

$$(B.28)\quad \omega_2 = \mathrm{Re}(\tilde{\omega}_2) = \frac{\omega_d\left(\frac{\chi_d^\circ}{\gamma_d}\right) + \omega_s\left(\frac{\chi_s^\circ}{\gamma_s}\right)}{\frac{\chi_d^\circ}{\gamma_d} + \frac{\chi_s^\circ}{\gamma_s}} \quad \text{et} \quad \frac{1}{T_2} = \mathrm{Im}(\tilde{\omega}_2) = \frac{\frac{1}{T_{d\ell}}\left(\frac{\chi_d^\circ}{\gamma_d}\right) + \frac{1}{T_{s\ell}}\left(\frac{\chi_s^\circ}{\gamma_s}\right)}{\left(\frac{\chi_d^\circ}{\gamma_d} + \frac{\chi_s^\circ}{\gamma_s}\right)}$$

- dans le cas $x \ll 1$: d'après (B.22) et (B.25),

$$\mathrm{Re}\left(\frac{\delta}{\gamma+\delta}\right) = \dfrac{\frac{\chi_s^\circ}{\gamma_s^2}}{\left(\frac{\chi_s^\circ}{\gamma_s^2} + \frac{\chi_d^\circ}{\gamma_d^2}\right)}$$

$$(B.29)\quad \omega_2 = \mathrm{Re}(\tilde{\omega}_2) = \frac{\omega_d\left(\frac{\chi_d^\circ}{\gamma_d^2}\right) + \omega_s\left(\frac{\chi_s^\circ}{\gamma_s^2}\right)}{\left(\frac{\chi_d^\circ}{\gamma_d^2} + \frac{\chi_s^\circ}{\gamma_s^2}\right)} \quad \text{et} \quad \frac{1}{T_2} = \mathrm{Im}(\tilde{\omega}_2) = \frac{\frac{1}{T_{d\ell}}\left(\frac{\chi_d^\circ}{\gamma_d^2}\right) + \frac{1}{T_{s\ell}}\left(\frac{\chi_s^\circ}{\gamma_s^2}\right)}{\left(\frac{\chi_d^\circ}{\gamma_d^2} + \frac{\chi_s^\circ}{\gamma_s^2}\right)}$$

Dans le cas général, x quelconque, la solution $\tilde{\omega}_2$ est décrite, par une combinaison linéaire appropriée des formes précédentes, en terme de x, conséquence de l'expression (B.22) de $\mathrm{Re}\left(\frac{\delta}{\gamma+\delta}\right)$. En fait, dans la mesure où γ_s et γ_d sont très voisins, les 2 formes précédentes (B.28) et (B.29) sont pratiquement identiques et par suite on décrira, dans le cadre où la condition $\left|\frac{\gamma_s}{\gamma_d} - 1\right| \ll 1$ est satisfaite, les fréquences propres de résonance $(\tilde{\omega}_1, \tilde{\omega}_2)$ dans le régime de "bottleneck" fort par les expressions suivantes :

- Pour $\tilde{\omega}_2$ (B.30) : $\omega_2 = \mathrm{Re}(\tilde{\omega}_2) = \dfrac{\omega_d\chi_d^o+\omega_s\chi_s^o}{\chi_d^o + \chi_s^o}$ et $\dfrac{1}{T_2} = \mathrm{Im}(\tilde{\omega}_2) = \dfrac{\frac{1}{T_{d\ell}}\chi_d^o + \frac{1}{T_{s\ell}}\chi_s^o}{\chi_d^o + \chi_s^o}$

les facteurs de pondération étant constitués par les susceptibilités respectives des 2 systèmes de spins (χ_s^o, χ_d^o)

- Pour $\tilde{\omega}_1 = (\alpha+\gamma+\delta) - (\alpha-\beta)\dfrac{\delta}{(\gamma+\delta)}$ d'après (B.13), on aura alors :

$$(B.31)\quad \begin{cases} \omega_1 = \mathrm{Re}(\tilde{\omega}_1) = \dfrac{\chi_d^o\omega_s + \chi_s^o\omega_d}{\chi_d^o + \chi_s^o} + \lambda(\chi_d^o\omega_s + \chi_s^o\omega_d) \\ \dfrac{1}{T_1} = \mathrm{Im}(\tilde{\omega}_1) = \dfrac{\chi_d^o \frac{1}{T_{s\ell}} + \chi_s^o \frac{1}{T_{d\ell}}}{\chi_d^o + \chi_s^o} + \dfrac{1}{T_{sd}} + \dfrac{1}{T_{ds}} \end{cases}$$

2e cas limite : régime dynamique de couplage faible

On le caractérise par l'inégalité : $|\gamma+\delta| \ll |\alpha-\beta|$ (B.32)

. Dans ce régime les termes de relaxation vers le réseau ou la différence des fréquences propres de résonance (ω_s, ω_d) des 2 systèmes de spins (si γ_s très différent de γ_d) sont largement dominants par rapport aux termes liés à l'échange. L'interaction d'échange ne couple que faiblement les 2 systèmes de spins.

. Dans ce régime, quel que soit l'ordre de grandeur relatif des susceptibilités (χ_s^o, χ_d^o), l'approximation $|\varepsilon| \ll 1$ se trouve satisfaite. Compte tenu de l'inégalité (B.32) caractérisant le régime de couplage faible, l'expression de Z (B.14) se réduit à : $Z = \delta$.

. Les racines $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$ (B.13) sont alors données par : $\tilde{\omega}_1 = \alpha+\gamma$ et $\tilde{\omega}_2 = \beta+\delta$, soit en explicitant :

$$(B.33)\quad \tilde{\omega}_1 \begin{cases} \omega_1 = \mathrm{Re}\tilde{\omega}_1 = \omega_s(1+\lambda\chi_d^o) \\ \dfrac{1}{T_1} = \mathrm{Im}\tilde{\omega}_1 = \dfrac{1}{T_{s\ell}} + \dfrac{1}{T_{sd}} \end{cases} \quad \text{et} \quad \tilde{\omega}_2 \begin{cases} \omega_2 = \mathrm{Re}\tilde{\omega}_2 = \omega_d(1+\lambda\chi_s^o) \\ \dfrac{1}{T_2} = \mathrm{Im}\tilde{\omega}_2 = \dfrac{1}{T_{d\ell}} + \dfrac{1}{T_{ds}} \end{cases}$$

c'est-à-dire des fréquences propres de résonance associées, respectivement, au système des électrons de conduction et à celui des moments localisés.

3^{e} cas : régime dynamique de couplage intermédiaire

Outre les 2 cas limite de régime dynamique de spins envisagés précéde mment, il y a une autre situation dans laquelle on peut donner une forme explicite des racines $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$: c'est lorsqu'en régime dynamique de couplage intermédiaire, l'un des systèmes de spin a une susceptibilité beaucoup plus grande que celle de l'autre. . Nous allons expliciter ci-dessous les expressions des fréquences propres $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$ dans le cas (fréquent en pratique) où la susceptibilité du système des moments localisés est dominante. On déterminerait, selon une méthode similaire, les racines dans le cas inverse. On se place dans la situation d'un régime dynamique de couplage intermédiaire, c'est-à-dire que les quantités $|\gamma+\delta|$ et $|\alpha-\beta|$ sont du même ordre de grandeur (aucune des deux n'est largement dominante par rapport à l'autre), et dans le cas où γ_s peut être quelconque par rapport à γ_d. On suppose cependant que la susceptibilité χ_d^o des moments localisés est beaucoup plus grande que celle (χ_s^o) du système des électrons de conduction au point que les inégalités suivantes soient satisfaites :

$$\left(\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right)\frac{\gamma_s}{\gamma_d} >> 1 \quad \text{et} \quad \left(\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\right)\left(\frac{\gamma_s}{\gamma_d}\right)^2 >> 1 \qquad \text{(B.34)}$$

c'est-à-dire, en d'autres termes que l'on a l'inégalité suivante : $|\gamma| >> |\delta|$ (B.35)
Dans ces conditions, l'approximation $|\varepsilon| << 1$ est réalisée, et compte tenu de l'inégalité (B.35), l'expression de Z (B.14) se réduit à :

$$Z = \frac{(\alpha-\beta)\delta}{(\alpha-\beta)+\gamma}$$, c'est-à-dire en explicitant :

$$\text{(B.36)}\quad Z = \frac{\left[\omega_s-\omega_d+i\left(\frac{1}{T_{s\ell}}-\frac{1}{T_{d\ell}}\right)\right]\left[\lambda\chi_s^o\omega_d+i\frac{1}{T_{ds}}\right]\left[\omega_s-\omega_d+\lambda\chi_d^o\omega_s-i\left(\frac{1}{T_{s\ell}}-\frac{1}{T_{d\ell}}+\frac{1}{T_{sd}}\right)\right]}{\left[\omega_s-\omega_d+\lambda\chi_d^o\omega_s\right]^2+\left[\frac{1}{T_{s\ell}}-\frac{1}{T_{d\ell}}+\frac{1}{T_{sd}}\right]^2}$$

Séparant dans Z parties réelle et imaginaire, on déduit à partir de (B.13), pour les racines ($\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$) :

- Solution avec le signe (+) = $\tilde{\omega}_1 = \omega_1 + i\frac{1}{T_1}$ (B.37)

$$\begin{cases} \omega_1 = \omega_s+\lambda\chi_d^o\omega_s+\lambda\chi_s^o\omega_d(1-p) - \left[(\omega_s-\omega_d)\dfrac{\chi_s^o}{\chi_d^o}\dfrac{\gamma_d}{\gamma_s}\right]q + \left[\left(\dfrac{1}{T_{s\ell}}-\dfrac{1}{T_{d\ell}}\right)\dfrac{\chi_s^o\gamma_d}{\chi_d^o\gamma_s}\right]r \\ \dfrac{1}{T_1} = \dfrac{1}{T_{s\ell}}+\dfrac{1}{T_{sd}}+\dfrac{1}{T_{ds}}(1-p) - \left[\left(\dfrac{1}{T_{s\ell}}-\dfrac{1}{T_{d\ell}}\right)\dfrac{\chi_s^o\gamma_d}{\chi_d^o\gamma_s}\right]q - \left[(\omega_s-\omega_d)\dfrac{\chi_s^o\gamma_d}{\chi_d^o\gamma_s}\right]r \end{cases}$$

- Solution avec le signe (-) : $\tilde{\omega}_2 = \omega_2 + i\frac{1}{T_2}$ (B.38)

$$\begin{cases} \omega_2 = \omega_d + \lambda\chi_s^o\omega_d\, p + \left[(\omega_s-\omega_d)\dfrac{\chi_s^o\gamma_d}{\chi_d^o\gamma_s}\right]q - \left[\left(\dfrac{1}{T_{s\ell}} - \dfrac{1}{T_{d\ell}}\right)\dfrac{\chi_s^o\gamma_d}{\chi_d^o\gamma_s}\right]r \\ \dfrac{1}{T_2} = \dfrac{1}{T_{d\ell}} + \dfrac{1}{T_{ds}}\, p + \left[\left(\dfrac{1}{T_{s\ell}} - \dfrac{1}{T_{d\ell}}\right)\dfrac{\chi_s^o\gamma_d}{\chi_d^o\gamma_s}\right]q + \left[(\omega_s-\omega_d)\dfrac{\chi_s^o\gamma_d}{\chi_d^o\gamma_s}\right]r \end{cases}$$

où on a posé pour : p, q, r : (B.39)

$$\begin{cases} p = \dfrac{\left[(\omega_s-\omega_d)^2 + \left(\dfrac{1}{T_{s\ell}} - \dfrac{1}{T_{d\ell}}\right)^2\right]}{[D]} \; ; \quad q = \dfrac{\left[(\lambda\chi_d^o\omega_s)^2 + \dfrac{\gamma_d}{\gamma_s}\left(\dfrac{1}{T_{sd}}\right)^2\right]}{[D]} \\ r = \dfrac{(\lambda\chi_d^o\omega_s)\dfrac{1}{T_{sd}}\left(\dfrac{\gamma_d}{\gamma_s} - 1\right)}{[D]} \; ; \text{ avec } [D] = \left[\omega_s-\omega_d + \lambda\chi_d^o\omega_s\right]^2 + \left[\dfrac{1}{T_{s\ell}} - \dfrac{1}{T_{d\ell}} + \dfrac{1}{T_{sd}}\right]^2 \end{cases}$$

On remarque que les coefficients p, q (> 0) indiquent dans la solution quelle est la proportion, respectivement de la forme de la solution de "bottleneck" fort ou de la forme de la solution de couplage faible. Les coefficients p, q, r sont des indicateurs du degré de couplage entre les 2 systèmes de spins. Ainsi dans les cas limites de régime dynamique de spins :

- régime de "bottleneck" fort : $q \simeq 1$ (pour $\gamma_s \simeq \gamma_d$) ; $p \ll 1$; $r \ll 1$
- régime de couplage faible : $p \simeq 1$; $q \ll 1$; $r \ll 1$

. On remarque également que le coefficient r (qui a le signe de $\lambda\left(\frac{\gamma_d}{\gamma_s} - 1\right)$) ne joue un rôle que si γ_s et γ_d sont très différents. Il est associé dans les solutions à des termes croisés (influence des termes de relaxation dans le déplacement de fréquence et réciproquement).

I.B. Cas de la forme 1 pour la destination de la relaxation (incluant le champ d'échange)

L'équation aux fréquences propres de résonance est donnée par : $\Omega_s\Omega_d - \zeta_s\zeta_d = 0$ (II.35) où Ω_s, Ω_d (définis par (II.33)), ζ_s, ζ_d sont donnés dans le tableau 1.a) pour la forme 1 de destination de la relaxation.
Cette équation est de la forme : $\omega^2 - \omega P + Q = 0$ (B.48) avec pour expressions de P et Q :

$$(B.49)\quad P = \omega_s\left(\frac{\chi_s}{\chi_s^o}\right) + \omega_d\left(\frac{\chi_d}{\chi_d^o}\right) + i\frac{1}{T_{s\ell}} + i\frac{1}{T_{d\ell}} + i\frac{1}{T_{sd}}\left(1+\frac{\gamma_d}{\gamma_s}\lambda\chi_s^o\right) + i\frac{1}{T_{ds}}\left(1+\frac{\gamma_s}{\gamma_d}\lambda\chi_d^o\right)$$

$$(B.50)\quad Q = \left[1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o\right]\left[\frac{1}{T_{ds}}\frac{1}{T_{sd}} - \left(\frac{1}{T_{s\ell}} + \frac{1}{T_{sd}} - i\omega_s \frac{\chi_s}{\chi_s^o}\right)\left(\frac{1}{T_{d\ell}} + \frac{1}{T_{ds}} - i\omega_d \frac{\chi_d}{\chi_d^o}\right)\right]$$

. L'équation aux fréquences propres de résonance ci-dessus a été obtenue à partir du système (II.32) des équations de Bloch couplées exprimées en termes des écarts à l'équilibre des aimantations (δm_s, δm_d). On peut montrer que, si on part du système des équations de Bloch exprimées en termes des aimantations transverses (m_s, m_d), on aboutit à une équation aux fréquences propres de résonance exactement identique à celle mentionnée ci-dessus (B.48), résultat auquel on s'attendrait à priori. Dans ces conditions l'équation précédente s'écrit aussi, de manière équivalente : $\omega^2 - \omega P + Q = 0$ avec pour expressions de P et Q,

$$(B.51)\quad P = \left(\omega_s + i\frac{1}{T_{s\ell}}\right) + \left(\omega_d + i\frac{1}{T_{d\ell}}\right) + \left(\lambda\chi_d\omega_s + i\frac{1}{T^*_{sd}}\right) + \left(\lambda\chi_s\omega_d + i\frac{1}{T^*_{ds}}\right)$$

$$(B.52)\quad Q = \left[\omega_s(1+\lambda\chi_d) + i\left(\frac{1}{T_{s\ell}} + \frac{1}{T^*_{sd}}\right)\right]\left[\omega_d(1+\lambda\chi_s) + i\left(\frac{1}{T_{d\ell}} + \frac{1}{T^*_{ds}}\right)\right]$$

$$+ \left[i\omega_s\lambda\chi_s - \frac{\lambda\chi_s^o}{T_{s\ell}} - \frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{1}{T^*_{ds}}\right]\left[i\omega_d\lambda\chi_d - \frac{\lambda\chi_d^o}{T_{d\ell}} - \frac{\gamma_d}{\gamma_s}\frac{1}{T^*_{sd}}\right]$$

où on a posé :

$$(B.53)\quad \begin{cases} \dfrac{1}{T^*_{ds}} = \dfrac{1}{T_{ds}} + \dfrac{\gamma_d}{\gamma_s}\dfrac{\lambda\chi_s^o}{T_{sd}} = \dfrac{1}{T_{ds}}\left(1 + \dfrac{\gamma_s}{\gamma_d}\lambda\chi_d^o\right) \\ \dfrac{1}{T^*_{sd}} = \dfrac{1}{T_{sd}} + \dfrac{\gamma_s}{\gamma_d}\dfrac{\lambda\chi_d^o}{T_{ds}} = \dfrac{1}{T_{sd}}\left(1 + \dfrac{\gamma_d}{\gamma_s}\lambda\chi_s^o\right) \end{cases}$$

l'égalité aux 2^e membres de droite étant l'expression de la relation de bilan détaillée (II.6).

. L'identité des expressions de P et en particulier de Q (expressions (B.50) et (B.52)) n'est pas évidente, à première vue ; elle se montre par un développement terme à terme de ces expressions et découle des expressions de susceptibilités augmentées d'échange χ_s, χ_d (II.16 et 17) à partir desquelles on a par exemple, le type de relations suivantes :

$$(B.54)\quad \frac{\chi_s}{\chi_s^o} = (1 + \lambda\chi_d)\ ;\quad \frac{\chi_d}{\chi_d^o} = (1 + \lambda\chi_s)$$

On définit les quantités α, β, γ', δ' par les relations suivantes :

$$(B.55)\quad \begin{cases} \alpha = \omega_s + i\dfrac{1}{T_{s\ell}} \\ \beta = \omega_d + i\dfrac{1}{T_{d\ell}} \end{cases} \qquad \begin{cases} \gamma' = \lambda\chi_d\omega_s + i\dfrac{1}{T^*_{sd}} \\ \delta' = \lambda\chi_s\omega_d + i\dfrac{1}{T^*_{ds}} \end{cases}$$

En fonction de ces quantités : $P = \alpha + \beta + \gamma' + \delta'$ (B.56)

Q s'exprime identiquement, d'après (B.52), comme :

$$Q = \left[\alpha+\gamma'\right]\left[\beta+\delta'\right] - \left[\delta' + i\frac{\gamma_d}{\gamma_s}\frac{\lambda\chi^o_s}{T_{s\ell}}\right]\left[\gamma' + i\frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{\lambda\chi^o_d}{T_{d\ell}}\right] \qquad (B.57)$$

c'est-à-dire comme la somme de 2 termes : $Q = Q' + Q''$ (B.58)

avec

$$\begin{cases} Q' = \alpha\beta + \beta\gamma' + \alpha\delta' & (B.59) \\ Q'' = \dfrac{\lambda\chi^o_s\lambda\chi^o_d}{T_{s\ell}T_{d\ell}} - i\left[\gamma'\,\dfrac{1}{T_{s\ell}}\left(\dfrac{\gamma_d}{\gamma_s}\lambda\chi^o_s\right) + \delta'\,\dfrac{1}{T_{d\ell}}\left(\dfrac{\gamma_s}{\gamma_d}\lambda\chi^o_d\right)\right] & (B.60) \end{cases}$$

Les racines complexes de l'équation aux fréquences propres de résonance (B.48) sont données par :

$$\begin{matrix}\tilde{\omega}_1 \\ \tilde{\omega}_2\end{matrix} = \frac{(\alpha + \beta + \gamma' + \delta') \pm \sqrt{\Delta}}{2} \qquad (B.61)$$

. On suit alors la même démarche que dans le calcul des fréquences propres effectué dans le cadre de la forme 2 pour la destination de la relaxation. Compte tenu des expressions précédentes de P (B.56) et Q (B.58), le discriminant Δ se met sous la forme :

$$\Delta = P^2 - 4Q = X^2 - 4\rho \qquad (B.62)$$

avec : $X = (\alpha - \beta) + \gamma' + \delta'$ et $\rho = (\alpha - \beta)\delta' + Q''$ (B.63)

c'est-à-dire : $\Delta = X^2(1 - \varepsilon)$ avec $\varepsilon = \dfrac{4\rho}{X^2}$ (B.64)

Lorsque l'approximation $|\varepsilon| << 1$ est réalisée, les racines complexes sont alors données sour la forme explicite :

$$(B.65)\quad \begin{cases} \text{signe } (+) \rightarrow \tilde{\omega}_1 = (\alpha + \gamma' + \delta') - Z \\ \text{signe } (-) \rightarrow \tilde{\omega}_2 = \beta + Z \end{cases}$$

où la quantité Z s'exprime comme : $Z = \dfrac{\rho}{X} = \dfrac{(\alpha - \beta)\delta' + Q''}{\left[\alpha - \beta + \gamma' + \delta'\right]}$ (B.66)

On va considérer la forme de ces racines, successivement, pour les 2 cas limites de régime dynamique de spins (de "bottleneck" fort et de couplage faible) où le critère $|\varepsilon| << 1$ est satisfait.

1er cas limite : régime dynamique de "bottlenek" fort

Il est caractérisé par l'inégalité : $|\gamma' + \delta'| >> |\alpha - \beta|$ (B.67)

Compte tenu de cette inégalité, Z se réduit à : $Z = \dfrac{(\alpha-\beta)\delta' + Q''}{\gamma' + \delta'}$ (B.68)

qui s'exprime donc en termes des rapports $\left(\frac{\delta'}{\gamma'+\delta'}\right)$ et $\left(\frac{\gamma'}{\gamma'+\delta'}\right)$. On a, respectivement, pour les parties réelle et imaginaire de $\frac{\delta}{\gamma'+\delta'}$:

$$\text{(B.69)}\quad \mathrm{Re}\,\frac{\delta'}{\gamma'+\delta'} = \frac{1}{(x+\frac{1}{x})}\left[x\,\frac{\lambda\chi_s\omega_d}{(\lambda\chi_s\omega_d + \lambda\chi_d\omega_s)} + \frac{1}{x}\,\frac{\frac{1}{T^*_{ds}}}{\left(\frac{1}{T^*_{ds}} + \frac{1}{T^*_{sd}}\right)}\right]$$

$$\text{(B.70)}\quad \mathrm{Im}\left(\frac{\delta'}{\gamma'+\delta'}\right) = \frac{1}{(x+\frac{1}{x})}\left[\frac{\frac{1}{T^*_{ds}}}{\left(\frac{1}{T^*_{ds}} + \frac{1}{T^*_{sd}}\right)} - \frac{\lambda\chi_s\omega_d}{(\lambda\chi_s\omega_d + \lambda\chi_d\omega_s)}\right]$$

où x représente (comme dans l'étude précédente sur la forme 2) le rapport entre la partie réelle et la partie imaginaire associées à l'échange

$$x = \frac{\lambda\chi_d\omega_s + \lambda\chi_s\omega_d}{\frac{1}{T^*_{ds}} + \frac{1}{T^*_{sd}}} \qquad \text{(B.71)}$$

. Les rapports apparaissant dans (B.69) et (B.70) (de même que les rapports correspondants dans les expressions analogues associées à $\frac{\gamma'}{\gamma'+\delta'}$) ont des valeurs légèrement différentes en raison de la non identité de γ_s et γ_d, à savoir :

$$\text{(B.72)}\quad \frac{\lambda\chi_s\omega_d}{(\lambda\chi_s\omega_d+\lambda\chi_d\omega_s)} = \frac{\frac{\chi_s}{\gamma_s}}{\left(\frac{\chi_s}{\gamma_s} + \frac{\chi_d}{\gamma_d}\right)} \quad \text{et} \quad \text{(B.73)}\quad \frac{\frac{1}{T^*_{ds}}}{\left(\frac{1}{T^*_{ds}} + \frac{1}{T^*_{sd}}\right)} = \frac{\frac{\chi'_s}{\gamma_s^2}}{\left(\frac{\chi'_s}{\gamma_s^2} + \frac{\chi'_d}{\gamma_d^2}\right)}$$

où, dans (B.73), on a tenu compte des relations (B.53), de la relation de bilan détaillé et où on a défini les susceptibilités χ'_s, χ'_d par

$$\text{(B.74)}\quad \chi'_s = \chi^o_s\,\frac{\left(1 + \frac{\gamma_s}{\gamma_d}\,\lambda\chi^o_d\right)}{(1 - \lambda\chi^o_s\lambda\chi^o_d)} \quad \text{et} \quad \chi'_d = \chi^o_d\,\frac{\left(1 + \frac{\gamma_d}{\gamma_s}\,\lambda\chi^o_s\right)}{(1 - \lambda\chi^o_s\lambda\chi^o_d)}$$

pour lesquelles on a le même type de relations que (B.54), à savoir :

$$(B.75) \qquad \frac{\chi'_s}{\chi^o_s} = (1 + \frac{\gamma_s}{\gamma_d}\lambda\gamma'_d) \quad \text{et} \quad \frac{\chi'_d}{\chi^o_d} = (1 + \frac{\gamma_d}{\gamma_s}\lambda\chi'_s)$$

. On suppose maintenant que γ_s est très voisin de γ_d, c'est-à-dire que l'approximation (B.27) : $|\frac{\gamma_d}{\gamma_s} - 1| << 1$ est réalisée.

Dans ces conditions, les termes liés à $\mathrm{Im}(\frac{\delta'}{\gamma'+\delta'})$ ou $\mathrm{Im}(\frac{\gamma'}{\gamma'+\delta'})$, proportionnels à $(\gamma_d - \gamma_s)$, seront tout à fait négligeables. On a en effet :

$$\mathrm{Im}\left(\frac{\delta'}{\gamma'+\delta'}\right) = \frac{1}{(x+\frac{1}{x})}\left(\frac{\gamma_d-\gamma_s}{\gamma_s\gamma_d}\right) \frac{\chi^o_s\chi^o_d}{\left[\chi^o_s\frac{\gamma_d}{\gamma_s}\left(1+\frac{\gamma_s}{\gamma_d}\lambda\chi^o_d\right) + \chi^o_d\frac{\gamma_s}{\gamma_d}\left(1+\frac{\gamma_d}{\gamma_s}\lambda\chi^o_s\right)\right]\left(\frac{\chi_s}{\gamma_s}+\frac{\chi_d}{\gamma_d}\right)}$$

Dans le cas général, x quelconque, les solutions $\tilde{\omega}_1$ et $\tilde{\omega}_2$ s'exprimeraient comme des combinaisons linéaires appropriées, en terme de x (comme dans (B.69)), de deux formes de solutions (correspondant aux cas limites $x >> 1$ et $x << 1$) légèrement différentes en raison de la différence des rapports du type (B.72) et (B.73). Cependant, dans le cadre où la condition $|\frac{\gamma_s}{\gamma_d} - 1| << 1$ est satisfaite, ces 2 formes sont pratiquement identiques et les fréquences propres de résonance $(\tilde{\omega}_1,\tilde{\omega}_2)$ dans le régime de "bottleneck" fort sont alors décrites par les expressions suivantes, en vertu de (B.65) et (B.68) :

. Pour $\tilde{\omega}_2$: (B.76) $\omega_2 = \mathrm{Re}(\tilde{\omega}_2) = \frac{\chi_d\omega_d+\chi_s\omega_s}{\chi_d+\chi_s}$ et (B.77) $\frac{1}{T_2} = \mathrm{Im}(\tilde{\omega}_2) = \frac{\chi^o_d\frac{1}{T_{d\ell}}+\chi^o_s\frac{1}{T_{s\ell}}}{\chi_d+\chi_s}$

. Pour $\tilde{\omega}_1$:

$$(B.78) \begin{cases} \omega_1 = \mathrm{Re}(\tilde{\omega}_1) = \dfrac{\chi_d\omega_s+\chi_s\omega_d}{\chi_d+\chi_s} + \lambda(\chi_d\omega_s + \chi_s\omega_d) \\ \dfrac{1}{T_1} = \mathrm{Im}(\tilde{\omega}_1) = \dfrac{1}{T^*_{sd}} + \dfrac{1}{T^*_{ds}} + \dfrac{\chi_d(1+\lambda\chi^o_s)\frac{1}{T_{s\ell}} + \chi_s(1+\lambda\chi^o_d)\frac{1}{T_{d\ell}}}{\chi_d+\chi_s} \end{cases}$$

. Il est à remarquer que, dans $\tilde{\omega}_2$, interviennent au numérateur de la fréquence réelle ω_2 les susceptibilités augmentées d'échange (χ_s,χ_d) alors qu'à celui du taux de relaxation $\frac{1}{T_2}$ apparaissent les susceptibilités (χ^o_s,χ^o_d). Cette différence est due à la présence dans Q" (B.60) de termes associés aux taux de relaxation $(\frac{1}{T_{s\ell}}, \frac{1}{T_{d\ell}})$: ceux-ci viennent compenser exactement, au numérateur de $\frac{1}{T_2}$, les termes associés à l'augmentation d'échange des susceptibilités.

2e cas limite : régime dynamique de couplage faible

Il est caractérisé par l'inégalité : $|\gamma' + \delta'| << |\alpha - \beta|$ (B.79)

en vertu de laquelle Z (B.66) se réduit à : $Z = \delta' + \frac{Q''}{(\alpha-\beta)}$

Les racines $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$ (B.65) sont alors données par :

$$(B.80)\begin{cases}\tilde{\omega}_1 = \alpha + \gamma' - \frac{Q''}{(\alpha-\beta)} \\ \tilde{\omega}_2 = \beta + \delta' + \frac{Q''}{(\alpha-\beta)}\end{cases}$$

Envisageons l'influence des termes correctifs liés à Q" :
Si on fait l'hypothèse que γ_s est voisin de γ_d et que par suite le couplage faible est réalisé grâce au terme dominant $(\frac{1}{T_{s\ell}} - \frac{1}{T_{d\ell}})$:

$$(B.81)\ \frac{Q''}{(\alpha-\beta)} = -\left[\left(\frac{\gamma_d}{\gamma_s}\lambda\chi_s^o\right)\frac{\frac{1}{T_{s\ell}}\gamma'}{\left(\frac{1}{T_{s\ell}} - \frac{1}{T_{d\ell}}\right)} + \left(\frac{\gamma_s}{\gamma_d}\lambda\chi_d^o\right)\frac{\frac{1}{T_{d\ell}}\delta'}{\left(\frac{1}{T_{s\ell}} - \frac{1}{T_{d\ell}}\right)}\right] - i\,\frac{\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o}{T_{s\ell}T_{d\ell}}\frac{1}{\left(\frac{1}{T_{s\ell}} - \frac{1}{T_{d\ell}}\right)}$$

Si de plus, $\frac{1}{T_{s\ell}} >> \frac{1}{T_{d\ell}}$, les termes correctifs liés à Q" résultent de :

$$(B.82)\qquad \mathrm{Re}\,\frac{Q''}{(\alpha-\beta)} \simeq -\left(\frac{\gamma_d}{\gamma_s}\lambda\chi_s^o\right)\lambda\chi_d\omega_s = -\omega_d\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d$$

Par suite, comme $\mathrm{Re}(\beta+\delta') = \omega_d+\lambda\chi_s\omega_d = \omega_d + \lambda\chi_s^o(1+\lambda\chi_d)\omega_d$, il en résultera pour $\omega_2 = \mathrm{Re}(\tilde{\omega}_2)$ en particulier : $\omega_2 = \omega_d + \lambda\chi_s^o\omega_d$

D'autre part $(B.83)\quad \mathrm{Im}\,\frac{Q''}{(\alpha-\beta)} \simeq -\frac{1}{T_{d\ell}}(\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o) - \left(\frac{\gamma_d}{\gamma_s}\lambda\chi_s^o\right)\left(\frac{1}{T_{sd}} + \frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{\lambda\chi_d^o}{T_{ds}}\right)$

Par suite, comme $\mathrm{Im}(\beta+\delta') = \frac{1}{T_{d\ell}} + \frac{1}{T_{ds}} + \frac{\gamma_d}{\gamma_s}\lambda\chi_s^o\frac{1}{T_{sd}}$, il en résultera pour $\frac{1}{T_2} = \mathrm{Im}(\tilde{\omega}_2)$:

$$\frac{1}{T_2} = \left(\frac{1}{T_{d\ell}} + \frac{1}{T_{ds}}\right)(1 - \lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)$$

- Ainsi dans le régime de couplage faible avec γ_s voisin de γ_d et $\frac{1}{T_{s\ell}} >> \frac{1}{T_{d\ell}}$, les fréquences propres $(\tilde{\omega}_1, \tilde{\omega}_2)$ deviennent :

. pour $\tilde{\omega}_2$: $\omega_2 \simeq \omega_d(1 + \lambda\chi_s^o)$ et $\frac{1}{T_2} \simeq \left(\frac{1}{T_{d\ell}} + \frac{1}{T_{ds}}\right)(1 - \lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)$ (B.84)

. pour $\tilde{\omega}_1$: $\omega_1 \simeq \omega_s + \lambda\chi_d\left(1 + \frac{\gamma_d}{\gamma_s}\lambda\chi_s^o\right)\omega_s$ et $\frac{1}{T_1} \simeq \frac{1}{T_{sd}}\left(1 + \frac{\gamma_d}{\gamma_s}\lambda\chi_s^o\right)^2 + \frac{1}{T_{s\ell}}$ (B.85)

- Dans le cas où le couplage faible est réalisé essentiellement par la différence des fréquences $(\omega_s-\omega_d)$ c'est-à-dire que l'on ait $|\omega_s-\omega_d| >> \frac{1}{T_{s\ell}}$ ou $\frac{1}{T_{d\ell}}$, alors

la contribution des termes liés à Q" est négligeable et l'on a :

. Pour $\tilde{\omega}_2$: (B.86) $\omega_2 \simeq \omega_d(1 + \lambda\chi_s)$ et $\frac{1}{T_2} \simeq \frac{1}{T_{d\ell}} + \frac{1}{T_{ds}}(1 + \frac{\gamma_s}{\gamma_d}\lambda\chi_d^o)$

. Pour $\tilde{\omega}_1$: (B.87) $\omega_1 \simeq \omega_s(1 + \lambda\chi_d)$ et $\frac{1}{T_1} \simeq \frac{1}{T_{s\ell}} + \frac{1}{T_{sd}}(1 + \frac{\gamma_d}{\gamma_s}\lambda\chi_s^o)$

PARTIE II : Expressions de quantités relatives aux modes courant et spin examen des 2 formes pour la destination de la relaxation

Il s'agit ici d'expliciter, pour les 2 formes de destination de la relaxation que nous avons envisagées (chap.II), les expressions des différentes quantités se rapportant aux modes propres de propagation (modes courant et spin) de l'aimantation δm_s de l'alliage (voir partie C du chap.II). Pour chacune de ces formes de destination de la relaxation, les expressions des différentes quantités intervenant dans les équations de Bloch (II.32) (Ω_s, Ω_d, ζ_s, ζ_d, η_s, η_d) et l'équation de Maxwell (II.34) (K, K_s, K_d) sont données dans le tableau 1(a,b). On tient compte d'autre part de la résolution de l'équation aux fréquences propres de résonance (II.35) (voir partie I, annexe B).

II.A. Cas de la forme 2 pour la destination de la relaxation (excluant le champ d'échange)

Soient $\tilde{\omega}_1 = \omega_1 + i\frac{1}{T_1}$, $\tilde{\omega}_2 = \omega_2 + i\frac{1}{T_2}$ les racines (complexes) de l'équation aux fréquences propres de résonance, données par (B.8).

On a par suite : $(\Omega_s\Omega_d - \zeta_s\zeta_d) = -[\omega-\tilde{\omega}_1][\omega-\tilde{\omega}_2] = \left[\frac{1}{T_1}+i(\omega-\omega_1)\right]\left[\frac{1}{T_2}+i(\omega-\omega_2)\right]$ (B.88)

d'autre part :

$$\Omega_d = \frac{1}{\tau_d} + i(\omega - \omega'_d) \qquad (B.89)$$

ayant posé : $\omega'_d = \omega_d(1+\lambda\chi_s^o)$ (B.90) ; $\frac{1}{\tau_d} = \frac{1}{T_{d\ell}} + \frac{1}{T_{ds}}$ (B.91)

. mode spin non couplé : en vertu de (II.41) et de ce qui précède on a :

$$Q_2^o = \frac{(\Omega_s\Omega_d - \zeta_s\zeta_d)}{D_s\Omega_d} = \frac{1}{D_s}\frac{\left[\frac{1}{T_1} + i(\omega-\omega_1)\right]\left[\frac{1}{T_2} + i(\omega-\omega_2)\right]}{\left[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega-\omega'_d)\right]} \qquad (B.92)$$

. mode courant non couplé : en vertu de (II.42) et en explicitant

$$Q_1^o = \frac{2i}{\delta^2}\left[1 + K - \frac{K_d\eta_d}{\Omega_d}\right] = \frac{2i}{\delta^2}\left[1 + \chi_s^o + \chi_d^o - \frac{i\omega\chi_d^o}{\left[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega-\omega'_d)\right]}\right] \qquad (B.93)$$

- considérons la quantité : $\left[K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d}\right]\left[\eta_s - \eta_d \frac{\zeta_s}{\Omega_d}\right] = K_s\eta_s\left[1 - \frac{K_d\zeta_d}{K_s\Omega_d}\right]\left[1 - \frac{\eta_d\zeta_s}{\eta_s\Omega_d}\right]$

On a $K_s\eta_s = i\omega\chi_s^o$ (B.94) ; d'autre part compte tenu de $\frac{K_d}{K_s} = 1$, de l'expression de ζ_d :

$$\zeta_d = \left[i\omega_d\lambda\chi_d^o - \frac{\gamma_d}{\gamma_s}\frac{1}{T_{sd}}\right] = -\frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{1}{T_{ds}}\frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}\left[1 - i\omega_d\tau_{ex}\right] \qquad (B.95)$$

où l'on a traduit la relation de bilan détaillé (II.6) et où τ_{ex} est défini par (B.15)

. on déduit : $$\left[1 - \frac{K_d}{K_s}\frac{\zeta_d}{\Omega_d}\right] = \left[1 + \frac{\gamma_s\chi_d^o}{\gamma_d\chi_s^o}\frac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega_d\tau_{ex})}{\left[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega-\omega'_d)\right]}\right] \qquad (B.96)$$

Compte tenu de $\frac{\eta_d}{\eta_s} = \frac{\chi_d^o}{\chi_s^o}$ et de $\zeta_s = (i\omega_s\lambda\chi_s^o - \frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{1}{T_{ds}}) = -\frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{1}{T_{ds}}\left[1 - i\omega_s\tau_{ex}\right]$ (B.97)

. on déduit : $$\left[1 - \frac{\eta_d}{\eta_s}\frac{\zeta_s}{\Omega_d}\right] = \left[1 + \frac{\gamma_s\chi_d^o}{\gamma_d\chi_s^o}\frac{\frac{1}{T_{ds}}(1 - i\omega_s\tau_{ex})}{\left[\frac{1}{\tau_d} + i(\omega-\omega'_d)\right]}\right] \qquad (B.98)$$

II.B. Cas de la forme 1 pour la destination de la relaxation (incluant le champ d'échange)

Soient $\tilde{\omega}_1 = \omega_1 + i\frac{1}{T_1}$, $\tilde{\omega}_2 = \omega_2 + i\frac{1}{T_2}$ les racines (complexes) de l'équation aux fréquences propres de résonance, données par (B.61)

On a : $$(\Omega_s\Omega_d - \zeta_s\zeta_d) = -\frac{\left[\omega-\tilde{\omega}_1\right]\left[\omega-\tilde{\omega}_2\right]}{(1 - \lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)} = \frac{\left[\frac{1}{T_1} + i(\omega-\omega_1)\right]\left[\frac{1}{T_2} + i(\omega-\omega_2)\right]}{(1 - \lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)} \qquad (B.99)$$

d'autre part : $$\Omega_d = \frac{1}{(1 - \lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)}\left[i(\omega-\omega'_d) + (1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)\frac{1}{\tau_d}\right] \qquad (B.100)$$

avec pour expressions de ω'_d et $\frac{1}{\tau_d}$ les mêmes que, respectivement, (B.90) et (B.91)

. mode spin non couplé : en vertu de (II.41) et de ce qui précède on a :

$$Q_2^o = \frac{(\Omega_s\Omega_d - \zeta_s\zeta_d)}{D_s\Omega_d} = \frac{1}{D_s}\frac{\left[\frac{1}{T_1} + i(\omega-\omega_1)\right]\left[\frac{1}{T_2} + i(\omega-\omega_2)\right]}{\left[(1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)\frac{1}{\tau_d} + i(\omega-\omega'_d)\right]} \qquad (B.101)$$

. mode courant non couplé : en vertu de (II.42) et en explicitant

$$Q_1^o = \frac{2i}{\delta^2}\left[1 + K - \frac{K_d \eta_d}{\Omega_d}\right] = \frac{2i}{\delta^2}\left[1 + \chi_s + \chi_d - \frac{i\omega\chi_d^o\left(\frac{\chi_d}{\chi_d^o}\right)^2}{\left[\frac{1}{\tau_d} + \frac{i(\omega-\omega_d')}{(1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)}\right]}\right] \qquad (B.102)$$

Considérons la quantité : $(K_s - K_d \frac{\zeta_d}{\Omega_d})(\eta_s - \eta_d \frac{\zeta_s}{\Omega_d}) = K_s\eta_s\left[1 - \frac{K_d\zeta_d}{K_s\Omega_d}\right]\left[1 - \frac{\eta_d\zeta_s}{\eta_s\Omega_d}\right]$

On a : $K_s\eta_s = i\omega\chi_s^o\left(\frac{\chi_s}{\chi_s^o}\right)^2$ (B.103) ; d'autre part compte tenu de : $\frac{K_d}{K_s} = \left(\frac{\chi_d}{\chi_s}\right)\left(\frac{\chi_s^o}{\chi_d^o}\right)$

de l'expression de : $\zeta_d = \frac{1}{(1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)}\left[i\omega\lambda\chi_d^o - \frac{\gamma_d}{\gamma_s}\frac{1}{T_{sd}}(1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)\right] = -\frac{\gamma_d}{\gamma_s}\frac{1}{T_{sd}}\left[1-i\omega\tau'_{ex}\right]$

(B.104)

de l'expression de : $\zeta_s = \frac{1}{(1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)}\left[i\omega\lambda\chi_s^o - \frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{1}{T_{ds}}(1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)\right] = -\frac{\gamma_s}{\gamma_d}\frac{1}{T_{ds}}\left[1-i\omega\tau'_{ex}\right]$

(B.105)

où dans les expressions précédentes τ'_{ex} est défini par : $\frac{1}{\tau'_{ex}} = \frac{(1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)}{\tau_{ex}}$ (B.106)

τ_{ex} étant défini par (B.15).

Tenant compte de : $\frac{\eta_d}{\eta_s} = \frac{\chi_d}{\chi_s}$ et exprimant la relation de bilan détaillé (II.6), on en déduit :

$$\left[1 - \frac{K_d\zeta_d}{K_s\Omega_d}\right] = \left[1 - \frac{\eta_d\zeta_s}{\eta_s\Omega_d}\right] = \left\{1 + \frac{\gamma_s\chi_d}{\gamma_d\chi_s}\frac{(1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)\frac{1}{T_{ds}}\left[1-i\omega\tau'_{ex}\right]}{\left[(1-\lambda\chi_s^o\lambda\chi_d^o)\frac{1}{\tau_d}+i(\omega-\omega_d')\right]}\right\} \qquad (B.107)$$

ANNEXE : C

RESONANCE ELECTRONIQUE DANS UN ECHANTILLON BIMETALLIQUE :
CALCUL DES FORMES DE RAIE EN REFLEXION ET EN TRANSMISSION

PLAN DE L'ANNEXE C

- Conditions aux limites aux différents interfaces de l'échantillon bimétallique
- Système d'équations traduisant ces conditions aux limites
- Introduction des impédances caractéristiques et description de la méthode de résolution du problème

  Résultats : Description des signaux de résonance
- forme générale de la matrice d'impédances ; identité $Z^{out}(0) \equiv Z^{out}(\ell)$

PARTIE I : Expression des impédances au 1er ordre en l'approximation de faible couplage entre modes courant et spin dans les deux métaux

Expressions de : 1°) Z^{out} ; 2°) $Z^{in}(0)$; 3°) $Z^{in}(\ell)$
et explicitation des termes d'ordre zéro des impédances : Z_o^{out} ; $Z_o^{in}(0)$; $Z_o^{in}(\ell)$

PARTIE II : Traduction de l'hypothèse : métal B épais pour le mode courant

1°) Expression de Z^{out} lorsque le métal B est épais pour le mode courant : forme générale de Z^{out} et examen de 2 cas particuliers pour le mode courant dans le métal A

   a) 1er cas : métaux A et B épais pour le mode courant
   b) 2^{e} cas : (métal B épais, métal A mince) pour le mode courant

2°) Expression de $Z^{in}(\ell)$ lorsque le métal B est épais pour le mode courant

3°) Expression de $Z^{in}(0)$ lorsque le métal B est épais pour le mode courant
   forme générale de $Z^{in}(0)$ et examen du cas limite où le métal A est également épais pour le mode courant.

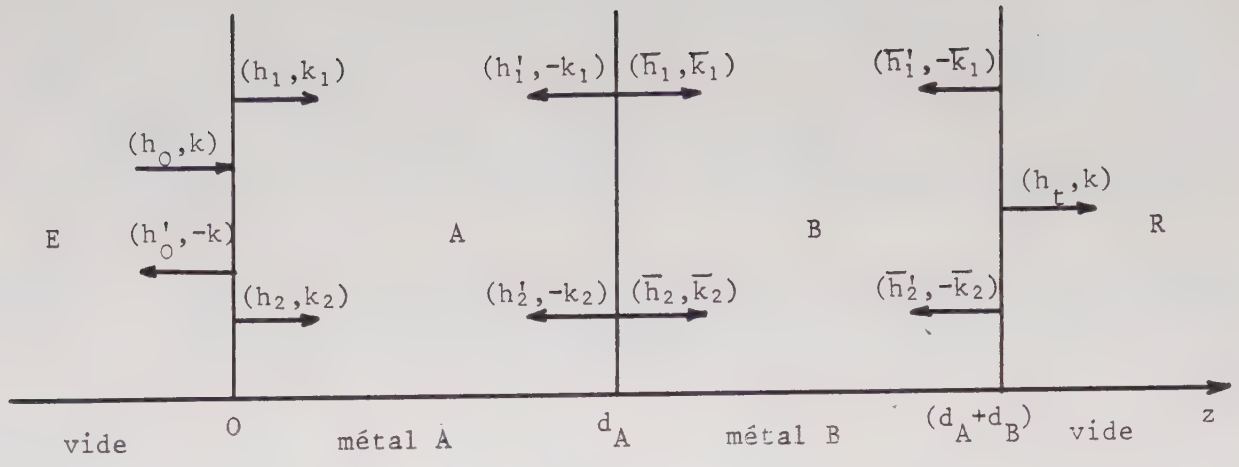


Fig.4

Figure 4 : Carte des champs correspondant aux différents modes de propagation, respectivement dans la cavité émettrice (E), le métal A, le métal B, la cavité réceptrice (R) dans la même géométrie que sur la figure 3 (on illustre ici le cas de la transmission). Les notations utilisées pour désigner l'amplitude et le vecteur d'onde de chaque composante du champ magnétique transverse sont celles de l'annexe C.

ANNEXE C : RESONANCE ELECTRONIQUE DANS UN ECHANTILLON BIMETALLIQUE

Calcul des formes de raie en réflexion et en transmission

Nous présentons ci-dessous une méthode de calcul permettant d'obtenir, de manière générale, les formes de raie en réflexion et en transmission pour une lame bimétallique constituée par deux métaux A et B en contact, d'épaisseurs respectives d_A et d_B. On se place, pour décrire la résonance et l'effet de la diffusion des électrons, dans chaque métal, dans le cadre de la représentation d'une équation de Bloch complétée par un terme de diffusion, telle que nous l'avons exposée au chapitre I (avec pour chaque métal les mêmes hypothèses). La géométrie de l'échantillon, où les métaux A et B affleurent respectivement sur les faces (0) et (ℓ), et la carte des champs correspondant aux différents modes de propagation dans les 2 métaux sont indiquées sur la figure (4).

Ainsi le métal A sera caractérisé par les grandeurs suivantes : épaisseur d_A, susceptibilité χ_A, coefficient de diffusion D_A, conductivité σ_A, vecteurs d'onde des modes courant et spin : k_1, k_2 respectivement, les susceptibilités correspondantes β_1, β_2.
Le métal B est caractérisé par les grandeurs correspondantes : d_B, χ_B, D_B, σ_B, $\overline{k}_1$, $\overline{k}_2$, $\overline{\beta}_1$, $\overline{\beta}_2$.
L'état de régime dans chaque métal est une superposition des deux modes "courant" et "spin", chacun pouvant se propager dans les 2 sens.
le champ dans le vide (région $z < 0$) est donné par : $h(z) = h_o e^{-ikz} + h'_o e^{+ikz}$
le champ dans le vide (région $z > 0$) est donné par : $h(z) = h_\ell e^{-ik(z-\ell)} + h'_\ell e^{+ik(z-\ell)}$
Par cette formulation, on laisse ainsi la possibilité d'une double excitation, sur la face (0) et la face (ℓ) respectivement.
On exprime alors, pour chaque interface, les conditions aux limites (mentionnées au chapitre III) en adoptant l'ordre suivant :

1) Continuité de $H_{//} \Rightarrow$ continuité de h

Gardant les mêmes notations que dans le cas du métal pur, dans le vide, sur les faces (0) et (ℓ) on désigne par h(0) et h(ℓ) respectivement, les champs magnétiques à la surface

$$h(0) = h_o + h'_o \quad (A.4) \; ; \quad h(\ell) = h_\ell + h'_\ell \quad (A.5)$$

2) Continuité de $E_{//} \Rightarrow$ continuité de $E_x - iE_y$

Considérons le champ magnétique hyperfréquence $\vec{H}$ porté par le vecteur unitaire $b(\vec{b}^* . \vec{b} = 1)$; au lieu d'exprimer la continuité du champ électrique $\vec{E}$ à chaque

interface, on lui substitue la condition équivalente de continuité du vecteur $(\vec{n}\times\vec{E})$, également porté par $\vec{b}$ (le vecteur $\vec{n}$ est le vecteur unitaire normal à la surface de la lame, dirigé dans le sens des $z > 0$).
Comme dans le calcul pour un métal pur (voir annexe A), dans le vide, sur les faces (0) et (ℓ), on introduit respectivement les champs $\vec{h}_i^A$ et $\vec{h}_f^B$ définis par les relations suivantes :

face (0) : $\frac{k_1}{\sigma_A}\vec{h}_i^A = \vec{n}\times\vec{E}_o$ (C.1), vecteur porté par $\vec{b}$ d'amplitude :
$\frac{k_1}{\sigma_A}h_i^A = \frac{\mu_o\omega}{k}(h_o - h'_o)$ d'après (A.1)

face (ℓ) : $\frac{\overline{k_1}}{\sigma_B}\vec{h}_f^B = \vec{n}\times\vec{E}_\ell$ (C.2), vecteur porté par $\vec{b}$ d'amplitude :
$\frac{\overline{k_1}}{\sigma_B}h_f^B = \frac{\mu_o\omega}{k}(h_\ell - h'_\ell)$ d'après (A.2)

A l'interface (A/B) entre les 2 métaux, l'équation $(2)_{d_A}$ ci-dessous exprime la continuité : $\vec{n}\times\vec{E}^A_{d_A} = \vec{n}\times\vec{E}^B_{d_A}$ et on désignera par la suite par $\mathcal{E}_{d_A}$ (C.3) l'amplitude du vecteur $\vec{n}\times\vec{E}_{d_A}$ (porté par $\vec{b}$) en $z = d_A$.

Conditions aux limites relatives à l'aimantation

A l'interface entre les 2 métaux, comme cela a été discuté au chapitre III, on exprime les conditions aux limites suivantes :

- la continuité du "potentiel" relatif à l'aimantation :
  l'équation $(3)_{d_A}$ ci-dessous exprime ainsi, en d_A : $\frac{\delta m_A}{\chi_A} = \frac{\delta m_B}{\chi_B}$

- la continuité du courant d'aimantation :
  l'équation $(4)_{d_A}$ ci-dessous exprime, en d_A : $\mathcal{J}_A = \mathcal{J}_B \rightarrow -D_A\frac{d}{dz}(\delta m_A) = -D_B\frac{d}{dz}(\delta m_B)$
  On désignera pour la suite par $\mathcal{J}_{d_A}$ (C.4) la valeur commune, en $z = d_A$, de la quantité $D\frac{d}{dz}(\delta m)$.

Aux interfaces (vide/métal), c'est-à-dire sur les faces (0) et (ℓ), on suppose qu'il n'y a pas de relaxation de l'aimantation propre à la surface, par suite le courant d'aimantation s'annule $\rightarrow \frac{d}{dz}(\delta m) = 0$, cette condition sera exprimée par les équations $(4)_o$, $(4)_\ell$ ci-dessous, respectivement pour les faces (0) et (ℓ).
Compte tenu de ces prémisses, le système d'équations qui traduit les conditions aux limites précédentes aux interfaces $z = 0$, $z = d_A$, $z = \ell = d_A + d_B$, se met sous la forme suivante :

$$\underline{\text{face (0)}}\ z = 0 \quad \begin{cases} (1)_o : h(0) = (h_1+h_1' e^{-k_1 d_A}) + (h_2+h_2' e^{-k_2 d_A}) \\ (2)_o : k_1 h_i^A = k_1(h_1-h_1' e^{-k_1 d_A}) + k_2(h_2-h_2' e^{-k_2 d_A}) \\ (4)_o : 0 = \beta_1 k_1(h_1-h_1' e^{-k_1 d_A}) + \beta_2 k_2(h_2-h_2' e^{-k_2 d_A}) \end{cases}$$

Interface (A/B) : $z = d_A$

$$\begin{cases} (1)_{d_A} : (h_1'+h_1 e^{-k_1 d_A})+(h_2'+h_2 e^{-k_2 d_A}) = (\bar{h}_1+\bar{h}_1' e^{-\bar{k}_1 d_B})+(\bar{h}_2+\bar{h}_2' e^{-\bar{k}_2 d_B}) \\ (2)_{d_A} : \frac{1}{\sigma_A}\left[(k_1 h_1 e^{-k_1 d_A}-k_1 h_1')+k_2(h_2 e^{-k_2 d_A}-h_2')\right] = \frac{1}{\sigma_B}\left[\bar{k}_1(\bar{h}_1-\bar{h}_1' e^{-\bar{k}_1 d_B})+\bar{k}_2(\bar{h}_2-\bar{h}_2' e^{-\bar{k}_2 d_B})\right] \\ (3)_{d_A} : \frac{1}{\chi_A}\left[\beta_1(h_1'+h_1 e^{-k_1 d_A})+\beta_2(h_2'+h_2 e^{-k_2 d_A})\right] = \frac{1}{\chi_B}\left[\bar{\beta}_1(\bar{h}_1+\bar{h}_1' e^{-\bar{k}_1 d_B})+\bar{\beta}_2(\bar{h}_2+\bar{h}_2' e^{-\bar{k}_2 d_B})\right] \\ (4)_{d_A} : D_A\left[\beta_1 k_1(h_1 e^{-k_1 d_A}-h_1')+\beta_2 k_2(h_2 e^{-k_2 d_A}-h_2')\right] = D_B\left[\bar{\beta}_1\bar{k}_1(\bar{h}_1-\bar{h}_1' e^{-\bar{k}_1 d_B})+\bar{\beta}_2\bar{k}_2(\bar{h}_2-\bar{h}_2' e^{-\bar{k}_2 d_B})\right] \end{cases}$$

$$\underline{\text{Face } (\ell)}\ z=\ell=d_A+d_B \quad \begin{cases} (1)_\ell : h(\ell) = (\bar{h}_1 e^{-\bar{k}_1 d_B}+\bar{h}_1') + (\bar{h}_2 e^{-\bar{k}_2 d_B}+\bar{h}_2') \\ (2)_\ell : \bar{k}_1 h_f^B = \bar{k}_1(\bar{h}_1 e^{-\bar{k}_1 d_B}-\bar{h}_1') + \bar{k}_2(\bar{h}_2 e^{-\bar{k}_2 d_B}-\bar{h}_2') \\ (4)_\ell : 0 = \bar{\beta}_1\bar{k}_1(\bar{h}_1 e^{-\bar{k}_1 d_B}-\bar{h}_1') + \bar{\beta}_2\bar{k}_2(\bar{h}_2 e^{-\bar{k}_2 d_B}-\bar{h}_2') \end{cases}$$

On introduit les impédances (définies dans l'annexe A) à partir desquelles s'expriment les quantités expérimentales mesurées, respectivement dans des expériences de réflexion et de transmission. D'après (A.16) (et la présentation donnée dans l'annexe A), pour une double excitation sur les faces (0) et (ℓ), les champs (h_i^A, h_f^B) sont reliés aux champs $(h(0), h(\ell))$ par la matrice de ces impédances, soit :

$$\begin{bmatrix} \frac{k_1}{\sigma_A} h_i^A \\ \frac{\bar{k}_1}{\sigma_B} h_f^B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z^{in}(0) & -Z^{out}(0) \\ Z^{out}(\ell) & -Z^{in}(\ell) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h(0) \\ h(\ell) \end{bmatrix} \qquad (C.5)$$

- Pour décrire les signaux observables en réflexion et en transmission sur l'échantillon bimétallique (A,B), il s'agit de calculer la matrice d'impédances précédente. La résolution du problème consiste donc à calculer (h_i^A, h_f^B) en fonction de $(h(0), h(\ell))$ à partir du système d'équations traduisant les conditions aux limites aux différentes interfaces ($z=0$, $z=d_A$, $z=\ell$) présenté plus haut.

- La démarche suivie pour résoudre ce problème est exactement parallèle à celle suivie dans le cas d'un métal pur (annexe A), mais conduit, bien évidemment, à des développements plus lourds. Sans entrer dans le détail du calcul, nous allons indiquer simplement la méthode de résolution. La première phase du calcul consiste à exprimer $(h(0),h(\ell))$ en fonction de (h_i^A,h_f^B) ; pour parvenir à ce résultat, on utilise la procédure suivante :

. A partir des équations $\{(2)_o,(4)_o\}$ d'une part et $\{(2)_{d_A},(4)_{d_A}\}$ d'autre part, par le biais de combinaisons linéaires appropriées, on exprime les amplitudes (h_1,h_1') et (h_2,h_2') du métal A en termes de h_i^A et des quantités $\mathcal{E}_{d_A}$(C.3) et $\mathcal{J}_{d_A}$(C.4), valeurs communes des 2 membres des équations, respectivement $(2)_{d_A}$ et $(4)_{d_A}$. On aura ainsi, par exemple, pour (h_1,h_1') la relation matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} h_1 \\ h_1' \end{bmatrix} = \frac{1}{2sh(k_1 d_A)} \begin{bmatrix} e^{k_1 d_A} & -1 \\ 1 & -e^{k_1 d_A} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_1^i \\ H_1^f \end{bmatrix}$$

où $$H_1^i = \frac{1}{(1-\frac{\beta_1}{\beta_2})} \begin{bmatrix} h_i^A \end{bmatrix}$$

$$H_1^f = \frac{1}{(1-\frac{\beta_1}{\beta_2})} \frac{\sigma_A}{k_1} \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{d_A} \end{bmatrix} - \frac{1}{(1-\frac{\beta_1}{\beta_2})(\beta_2 k_1 D_A)} \begin{bmatrix} \mathcal{J}_{d_A} \end{bmatrix}$$

et pour (h_2,h_2') une relation du même type relative à la propagation du mode spin dans A.

. A partir des équations $\{(2)_\ell,(4)_\ell\}$ d'une part et $\{(2)_{d_A},(4)_{d_A}\}$ d'autre part, par le biais de combinaisons linéaires appropriées, on exprime les amplitudes $(\bar{h}_1,\bar{h}_1')$ et $(\bar{h}_2,\bar{h}_2')$ du métal B en termes de h_f^B et des quantités $\mathcal{E}_{d_A}$ (C.3) et $\mathcal{J}_{d_A}$ (C.4), obtenant ainsi des relations du même type que celles obtenues précédemment pour le métal A.

. Compte tenu des relations précédentes sur les amplitudes des champs dans A et B, les équations $\{(1)_{d_A},(3)_{d_A}\}$ permettent d'exprimer la relation liant (h_i^A,h_f^B) à $(\mathcal{E}_{d_A},\mathcal{J}_{d_A})$, traduite sous forme matricielle par :

$$(C.6)\quad [S] \begin{bmatrix} \frac{k_1}{\sigma_A} h_i^A \\ \frac{\bar{k}_1}{\sigma_B} h_f^B \end{bmatrix} = [P] \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{d_A} \\ \mathcal{J}_{d_A} \end{bmatrix}$$

où les matrices [S] et [P] seront explicitées plus bas.

. Il reste alors à traduire les 2 équations non encore utilisées, à savoir $\{(1)_o,(1)_\ell\}$, qui expriment la continuité du champ magnétique sur les faces (0) et (ℓ). On obtient la relation matricielle suivante :

$$(C.7)\quad \begin{bmatrix} h(0) \\ \\ h(\ell) \end{bmatrix} = [K] \begin{bmatrix} \frac{k_1}{\sigma_A} h_i^A \\ \\ \frac{\bar{k}_1}{\sigma_B} h_f^B \end{bmatrix} + [M] \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{d_A} \\ \\ \mathcal{J}_{d_A} \end{bmatrix}$$

où les matrides $[K]$ et $[M]$ sont explicitées plus bas

Compte tenu de la relation (C.6), on obtient la relation matricielle liant $(h(0),h(\ell))$ à (h_i^A,h_f^B) :

$$(C.8)\quad \begin{bmatrix} h(0) \\ \\ h(\ell) \end{bmatrix} = ([K] + [M][P]^{-1}[S]) \begin{bmatrix} \frac{k_1}{\sigma_A} h_i^A \\ \\ \frac{\bar{k}_1}{\sigma_B} h_f^B \end{bmatrix}$$

On explicite ci-dessous les différentes matrices apparaissant dans (C.8) en précisant leurs éléments (on mettra en évidence par un indice supérieur A ou B les quantités qui ne dépendent que du métal A ou du métal B, respectivement). D'autre part, pour les rapports des vecteurs d'onde des modes courant et spin et de leurs susceptibilités, on adopte la notation simplifiée suivante :

$$(C.9)\quad k_{12} = \frac{k_1}{k_2} \; ; \quad \bar{k}_{12} = \frac{\bar{k}_1}{\bar{k}_2} \; ; \quad \beta_{12} = \frac{\beta_1}{\beta_2} \; ; \quad \bar{\beta}_{12} = \frac{\bar{\beta}_1}{\bar{\beta}_2}$$

- <u>La matrice</u> $[K]$ est diagonale :

$$(C.10)\quad [K] = \begin{bmatrix} K_{11} & 0 \\ 0 & K_{22} \end{bmatrix} \text{ avec } \begin{cases} K_{11} = K_{11}^A = \frac{1}{1-\beta_{12}} \left[\coth k_1 d_A - \beta_{12} k_{12} \coth k_2 d_A \right] \frac{\sigma_A}{k_1} & (C.11) \\ K_{22} = K_{22}^B = -\frac{1}{1-\bar{\beta}_{12}} \left[\coth \bar{k}_1 d_B - \bar{\beta}_{12} \bar{k}_{12} \coth \bar{k}_2 d_B \right] \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1} & (C.12) \end{cases}$$

- <u>La matrice</u> $[S]$ est donnée par : (la 1ère colonne ne dépend que de A, la 2e que de B)

$$(C.13)\quad [S] = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \text{ avec } \begin{cases} s_{11} = s^A_{11} = \dfrac{1}{(1-\beta_{12})}\left[\dfrac{1}{\mathrm{sh}k_1 d_A} - \beta_{12}k_{12}\dfrac{1}{\mathrm{sh}k_2 d_A}\right]\dfrac{\sigma_A}{k_1} \\ s_{21} = s^A_{21} = \dfrac{1}{(1-\beta_{12})}\left[\dfrac{1}{\mathrm{sh}k_1 d_A} - \dfrac{k_{12}}{\mathrm{sh}k_2 d_A}\right]\dfrac{\beta_1\sigma_A}{\chi_A k_1} \\ s_{12} = s^B_{12} = \dfrac{1}{(1-\bar\beta_{12})}\left[\dfrac{1}{\mathrm{sh}\bar k_1 d_B} - \bar\beta_{12}\bar k_{12}\dfrac{1}{\mathrm{sh}\bar k_2 d_B}\right]\dfrac{\sigma_B}{\bar k_1} \\ s_{22} = s^B_{22} = \dfrac{1}{(1-\bar\beta_{12})}\left[\dfrac{1}{\mathrm{sh}\bar k_1 d_B} - \bar k_{12}\dfrac{1}{\mathrm{sh}\bar k_2 d_B}\right]\dfrac{\bar\beta_1\sigma_B}{\chi_B \bar k_1} \end{cases}$$

- La matrice $[M]$ est donnée par : (la 1ère ligne ne dépendant que de A, la 2e que de B)

$$(C.14)\quad [M] = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \text{ avec } \begin{cases} m_{11} = m^A_{11} = -s_{11} \\ m_{21} = m^B_{21} = +s_{12} \\ m_{12} = m^A_{12} = \dfrac{1}{(1-\beta_{12})}\left[\dfrac{1}{k_1\ \mathrm{sh}k_1 d_A} - \dfrac{1}{k_2\ \mathrm{sh}k_2 d_A}\right]\dfrac{1}{\beta_2 D_A} \\ m_{22} = m^B_{22} = \dfrac{1}{(1-\bar\beta_{12})}\left[\dfrac{1}{\bar k_1\ \mathrm{sh}\bar k_1 d_B} - \dfrac{1}{\bar k_2\ \mathrm{sh}\bar k_2 d_B}\right]\dfrac{1}{\bar\beta_2 D_B} \end{cases}$$

(expressions données plus haut)

- La matrice $[P]$ correspond à la somme de 2 matrices dont l'une ne dépend que de A, l'autre que de B :

$$(C.15)\quad [P] = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} \\ p_{21} & p_{22} \end{bmatrix}$$

où chaque élément $p_{ij} = p^A_{ij} + p^B_{ij}$ est la somme de 2 contributions, l'une ne dépendant que de $A(p^A_{ij})$, l'autre ne dépendant que de $B(p^B_{ij})$. On passe exactement de l'expression p^A_{ij} à celle de p^B_{ij} en remplaçant les quantités relatives au métal A par les quantités correspondantes relatives au métal B ; aussi ne donne-t-on ci-dessous que les expressions de p^A_{ij} :

quantités p^A_{ij}

$$\begin{cases} p^A_{11} = \dfrac{1}{(1-\beta_{12})}\left[\mathrm{coth}k_1 d_A - \beta_{12}k_{12}\,\mathrm{coth}k_2 d_A\right]\dfrac{\sigma_A}{k_1} \\ p^A_{21} = \dfrac{1}{(1-\beta_{12})}\left[\mathrm{coth}k_1 d_A - k_{12}\,\mathrm{coth}k_2 d_A\right]\dfrac{\beta_1\sigma_A}{\chi_A k_1} \\ p^A_{12} = \dfrac{(-1)}{(1-\beta_{12})}\left[\dfrac{1}{k_1}\,\mathrm{coth}k_1 d_A - \dfrac{1}{k_2}\,\mathrm{coth}k_2 d_A\right]\dfrac{1}{\beta_2 D_A} \\ p^A_{22} = \dfrac{(-1)}{(1-\beta_{12})}\left[\dfrac{\beta_1}{k_1}\,\mathrm{coth}k_1 d_A - \dfrac{\beta_2}{k_2}\,\mathrm{coth}k_2 d_A\right]\dfrac{1}{\beta_2\chi_A D_A} \end{cases}$$

Revenons à la relation matricielle (C.8) liant $(h(0),h(\ell))$ à (h_i^A,h_f^B), elle s'exprime comme :

$$(C.16)\quad \begin{bmatrix} h(0) \\ \\ h(\ell) \end{bmatrix} = [H] \begin{bmatrix} \frac{k_1}{\sigma_A} h_i^A \\ \\ \frac{k_1}{\sigma_B} h_f^B \end{bmatrix} \quad \text{avec la matrice} \quad \boxed{[H] = [K] + [M][P]^{-1}[S]} \quad (C.17)$$

- Définissons la matrice $[Q]$ par la relation : $[P]^{-1} = \dfrac{[Q]}{\det[P]}$ (C.18)

Soit $[Q] = \begin{bmatrix} q_{11} & q_{12} \\ \\ q_{21} & q_{22} \end{bmatrix}$, ses éléments de matrice sont alors définis simplement en termes de ceux de $[P]$ par les relations (C.19) : $q_{11} = p_{22}$; $q_{12} = -p_{12}$; $q_{21} = -p_{21}$; $q_{22} = p_{11}$.

- Soit la matrice $[N]$ définie par la relation : $[N] = [M][Q][S]$ (C.20)

Soit $[N] = \begin{bmatrix} n_{11} & n_{12} \\ \\ n_{21} & n_{22} \end{bmatrix}$, ses éléments de matrice sont alors définis en termes de ceux de $[M]$ (C.14), de $[S]$ (C.13), et de $[P]$ (C.15), compte tenu de (C.19), par les relations suivantes :

$$(C.21)\quad n_{11} = m_{11}(p_{22}s_{11} - p_{12}s_{21}) + m_{12}(-p_{21}s_{11} + p_{11}s_{21})$$

$$(C.22)\quad n_{12} = m_{11}(p_{22}s_{12} - p_{12}s_{22}) + m_{12}(-p_{21}s_{12} + p_{11}s_{22})$$

$$(C.23)\quad n_{21} = m_{21}(p_{22}s_{11} - p_{12}s_{21}) + m_{22}(-p_{21}s_{11} + p_{11}s_{21})$$

$$(C.24)\quad n_{22} = m_{21}(p_{22}s_{12} - p_{12}s_{22}) + m_{22}(-p_{21}s_{12} + p_{11}s_{22})$$

- La matrice $[H]$ s'exprime comme : $[H] = [K] + \dfrac{1}{\det[P]}[N]$ (C.25)

Soit $[H] = \begin{bmatrix} h_{11} & h_{12} \\ \\ h_{21} & h_{22} \end{bmatrix}$, ses éléments de matrice sont alors donnés par les

relations suivantes, en termes de ceux de $[K]$ (C.10), de $[N]$ (C.20) et du déterminant : $\det[P] = (p_{11}p_{22} - p_{21}p_{12})$ (C.26)

On a : $\begin{cases} \text{(C.27)}\quad h_{11} = K_{11} + \dfrac{n_{11}}{\det[P]} \;;\; \text{(C.28)}\quad h_{12} = \dfrac{n_{12}}{\det[P]} \\ \text{(C.29)}\quad h_{21} = \dfrac{n_{21}}{\det[P]} \;;\; \text{(C.30)}\quad h_{22} = \dfrac{n_{22}}{\det[P]} + K_{22} \end{cases}$

et le déterminant de $[H]$ est donné par : $\det[H] = (h_{11}h_{22} - h_{21}h_{12})$

RESULTATS : DESCRIPTION DES SIGNAUX DE RESONANCE

La solution de notre problème consiste alors à exprimer la relation inverse de (C.16), soit :

$$\text{(C.31)}\quad \begin{bmatrix} \frac{k_1}{\sigma_A} h_i^A \\ \frac{\bar{k}_1}{\sigma_B} h_f^B \end{bmatrix} = [H]^{-1} \begin{bmatrix} h(0) \\ \\ h(\ell) \end{bmatrix} ; \text{ on a : } [H]^{-1} = \frac{1}{\det[H]} \begin{bmatrix} h_{22} & -h_{12} \\ \\ -h_{21} & h_{11} \end{bmatrix}$$

La comparaison à (C.5) permet alors, par identification, la détermination de la matrice d'impédances cherchée :

$$\text{(C.32)}\ Z^{in}(0) = \frac{h_{22}}{\det[H]} \;;\; \text{(C.33)}\ Z^{in}(\ell) = \frac{-h_{11}}{\det[H]} \;;\; \text{(C.34)}\ Z^{out}(0) = \frac{h_{12}}{\det[H]}$$

$$\text{(C.35)}\ Z^{out}(\ell) = \frac{-h_{21}}{\det[H]}$$

. Identité : $Z^{out}(0) \equiv Z^{out}(\ell)$; conséquence : indépendance du signal en transmission par rapport au sens de l'excitation

. En vertu de (C.35) et (C.29), $Z^{out}(\ell)$ s'exprime comme : $Z^{out}(\ell) = \dfrac{(-n_{21})}{(\det[P].\det[H])}$ (C.36). D'autre part, en vertu de (C.34) et (C.28), $Z^{out}(0)$ s'exprime comme :

$Z^{out}(0) = \dfrac{n_{12}}{(\det[P].\det[H])}$ (C.37).

Comparer, de façon générale, $Z^{out}(\ell)$ à $Z^{out}(0)$ revient donc à comparer $(-n_{21})$ et (n_{12}).

Explicitant n_{21} (C.23), son expression générale est donnée par :

$$(C.38)\qquad n_{21} = \frac{1}{(1-\beta_{12})(1-\bar{\beta}_{12})}\left(\frac{\sigma_A\sigma_B}{k_1\bar{k}_1}\right)\times$$

$$\left\{\frac{1}{\chi_A D_A k_2\ \mathrm{sh}k_2 d_A\ \mathrm{sh}k_1 d_A}\left(\left[\frac{1}{\mathrm{sh}\bar{k}_1 d_B} - \bar{\beta}_{12}\bar{k}_{12}\frac{1}{\mathrm{sh}\bar{k}_2 d_B}\right]\left[\mathrm{ch}k_2 d_A - \beta_{12}\ \mathrm{ch}k_1 d_A\right]\right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{\beta_1\sigma_A D_A}{\bar{\beta}_2\sigma_B D_B}\left[\frac{1}{\mathrm{sh}\bar{k}_1 d_B} - \frac{\bar{k}_{12}}{\mathrm{sh}\bar{k}_2 d_B}\right]\left[\mathrm{ch}k_2 d_A - \mathrm{ch}k_1 d_A\right]\right)\right.$$

$$+\frac{1}{\chi_B D_B \bar{k}_2\ \mathrm{sh}\bar{k}_2 d_B\ \mathrm{sh}\bar{k}_1 d_B}\left(\left[\frac{1}{\mathrm{sh}k_1 d_A} - \beta_{12}k_{12}\frac{1}{\mathrm{sh}k_2 d_A}\right]\left[\mathrm{ch}\bar{k}_2 d_B - \bar{\beta}_{12}\ \mathrm{ch}\bar{k}_1 d_B\right]\right.$$

$$\left.\left. - \frac{\beta_1\chi_B}{\bar{\beta}_2\chi_A}\left[\frac{1}{\mathrm{sh}k_1 d_A} - \frac{k_{12}}{\mathrm{sh}k_2 d_A}\right]\left[\mathrm{ch}\bar{k}_2 d_B - \mathrm{ch}\bar{k}_1 d_B\right]\right)\right\}$$

Explicitant n_{12} (C.22), on s'aperçoit que son expression générale est la même que celle de $(-n_{21})$, à ceci près que :

- à la place de l'expression $\frac{\beta_1\sigma_A D_A}{\bar{\beta}_2\sigma_B D_B}$ ci-dessus figure $\frac{\bar{\beta}_1\chi_A}{\beta_2\chi_B}$
- et qu'à la place de l'expression $\frac{\beta_1\chi_B}{\bar{\beta}_2\chi_A}$ ci-dessus figure $\frac{\bar{\beta}_1\sigma_B D_B}{\beta_2\sigma_A D_A}$

Or nous avons vu (chap.I.A.2.b), que pour un métal donné, on a la relation suivante (résultant de la forme de l'équation aux modes propres de propagation) liant les susceptibilités β_1, β_2 associées respectivement aux modes courant et spin :

$$(I.33)\quad \beta_1\beta_2\frac{\sigma D}{\chi} = -\frac{1}{\mu_o}$$ où μ_o est la perméabilité magnétique du vide.

Par suite, on a l'identité suivante entre les paramètres des métaux A et B :

$$(C.39)\quad \beta_1\beta_2\frac{\sigma_A D_A}{\chi_A} = \bar{\beta}_1\bar{\beta}_2\frac{\sigma_B D_B}{\chi_B} = -\frac{1}{\mu_o}$$

De l'identité précédente (C.39) il résulte les égalités suivantes :

$$\frac{\beta_1\sigma_A D_A}{\bar{\beta}_2\sigma_B D_B} = \frac{\bar{\beta}_1\chi_A}{\beta_2\chi_B} \quad\text{et}\quad \frac{\beta_1\chi_B}{\bar{\beta}_2\chi_A} = \frac{\bar{\beta}_1\sigma_B D_B}{\beta_2\sigma_A D_A}$$

ce qui entraine que l'expression de n_{12} est exactement identique à celle de $(-n_{21})$ et par suite que, de façon tout à fait générale, $Z^{out}(0)$ est identique à $Z^{out}(\ell)$. Posant $Z^{out} = Z^{out}(0) = Z^{out}(\ell)$ (C.40), c'est cette unique quantité

qui nous servira à décrire un signal observable en transmission. L'identité précédente impliquera que, dans une expérience de transmission sur un échantillon bimétallique (A,B), le signal soit indépendant de la nature (A ou B) de la face où se fait l'excitation hyperfréquence.

PARTIE I

Expression des impédances au 1er ordre en l'approximation de faible couplage entre modes courant et spin dans les 2 métaux

Les expressions que nous avons données pour les différentes impédances (C.32 à C.35) sont tout à fait générales. Nous allons maintenant exprimer le fait que, dans chaque métal (A et B), le mode courant est faiblement couplé au mode spin. Nous avons vu (au chapitre I) que l'approximation de faible couplage entre modes courant et spin (AP.1), qui résulte essentiellement de ce que $\chi\omega T \ll 1$, implique que $\beta_{12} = \frac{\beta_1}{\beta_2} \ll 1$ (β_{12} est directement proportionnel à la susceptibilité). Comme dans le cas d'un métal pur (voir annexe A), nous allons donc développer les différentes impédances jusqu'au 1er ordre en les quantités du type (β_{12}, $\bar{\beta}_{12} \ll 1$).

Soit (AP.2) cette approximation, on peut ainsi développer chaque quantité en son terme d'ordre zéro (indiqué par l'indice supérieur 0) et son terme d'ordre 1 (indiqué par l'indice supérieur I) par rapport à cette approximation.

Considérons la quantité : $d_p = \det[P]$ (C.41) :

au 1er ordre en AP.2, on aura : $\frac{1}{d_p} = \frac{1}{\det[P]} = \frac{1}{(d_p^o + d_p^I)} \approx \frac{1}{d_p^o}\left(1 - \frac{d_p^I}{d_p^o}\right)$ (C.42)

où le terme d'ordre zéro a pour expression :

$$d_p^o = \left[\frac{\sigma_A}{k_1}\coth k_1 d_A + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\coth \bar{k}_1 d_B\right]\left[\frac{\coth k_2 d_A}{\chi_A D_A k_2} + \frac{\coth \bar{k}_2 d_B}{\chi_B D_B \bar{k}_2}\right] \quad (C.43)$$

Considérons la quantité $\det[H] = h_{11}h_{22} - h_{21}h_{12}$ (C.44) où $[H]$ est définie en (C.25); au 1er ordre en (AP.2) : $\det[H] = (\det[H])^o + (\det[H])^I = (\det[H])^o[1+\varepsilon_H]$ (C.45) et par suite on aura :

$$\frac{1}{\det[H]} \approx \frac{1}{(\det[H])^o}[1 - \varepsilon_H] \quad (C.46)$$

où le terme d'ordre zéro : $(\det[H])^o = \left(\frac{-\sigma_A\sigma_B}{k_1\bar{k}_1}\right)\frac{\left[\frac{\sigma_A}{k_1}\coth \bar{k}_1 d_B + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\coth k_1 d_A\right]}{\left[\frac{\sigma_A}{k_1}\coth k_1 d_A + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\coth \bar{k}_1 d_B\right]}$ (C.47)

. Tenant compte des développements des différentes quantités (n_{ij}, K_{ij}, $\frac{1}{\det[P]}$) intervenant dans l'expression de $[H]$, on déduit le terme d'ordre 1 $(\det[H])^1$ et on montre que ε_H défini par (C.45) peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$(C.48)\quad \varepsilon_H = \frac{1}{\eta}\left\{\alpha\left(K_{11}^I + \frac{n_{11}^I}{d_p^o}\right) + \beta\left(K_{22}^I + \frac{n_{22}^I}{d_p^o}\right) + \frac{1}{d_p^o}\left[\delta d_p^I + \gamma(n_{12}^I - n_{21}^I)\right]\right\}$$

où les quantités η, α, β, γ, δ ne dépendent que des modes courants dans A et B et sont données par :

$$(C.49)\begin{cases} \eta = \left[\frac{\sigma_A}{k_1}\coth\bar{k}_1 d_B + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\coth k_1 d_A\right] ; \alpha = \dfrac{\left[\frac{\sigma_B}{\bar{k}_1} + \frac{\sigma_A}{k_1}\coth k_1 d_A \coth\bar{k}_1 d_B\right]}{\frac{\sigma_A}{k_1}} \\ \beta = \dfrac{\left[\frac{\sigma_A}{k_1} + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\coth k_1 d_A \coth\bar{k}_1 d_B\right]}{\left(-\frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\right)} ; \gamma = \dfrac{1}{\mathrm{sh}k_1 d_A \,\mathrm{sh}\bar{k}_1 d_B} \\ \delta = \left(\frac{\sigma_A}{k_1}\coth\bar{k}_1 d_B\left[\frac{1}{\mathrm{sh}k_1 d_A}\right]^2 + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\coth k_1 d_A\left[\frac{1}{\mathrm{sh}\bar{k}_1 d_B}\right]^2\right) \end{cases}$$

Donnons alors les expressions des impédances Z^{out}, $Z^{in}(0)$, $Z^{in}(\ell)$ au 1er ordre en l'approximation (AP.2), où nous expliciterons les termes d'ordre zéro de ces quantités :

(1°) $\underline{\underline{Z^{out}}}$: d'après (C.40) et (C.35), $\boxed{Z^{out} = \dfrac{-h_{21}}{\det[H]}}$

au 1er ordre : $h_{21} = h_{21}^o + h_{21}^I$, tenant compte de (C.46), on a :

$$\boxed{\text{au } 1^{er} \text{ ordre en (AP.2)} : \quad Z^{out} = \frac{(-1)}{(\det[H])^o}\left[h_{21}^o + (h_{21}^I - h_{21}^o\varepsilon_H)\right]} \quad (C.50)$$

Tenant compte des expressions de $(\det[H])^o$ (C.47), de d_p^o (C.43) et de l'expression suivante de n_{12}^o (déduite à partir de n_{12} (C.22)) :

$$n_{12}^o = \frac{\sigma_A\sigma_B}{k_1\bar{k}_1}\frac{1}{\mathrm{sh}k_1 d_A \,\mathrm{sh}\bar{k}_1 d_B}\left[\frac{\coth k_2 d_A}{\chi_A D_A k_2} + \frac{\coth\bar{k}_2 d_B}{\chi_B D_B \bar{k}_2}\right] \quad (C.51)$$

on déduit, après simplification, l'expression du terme d'ordre zéro de Z^{out} :

$$Z_o^{out} = \frac{-n_{12}^o}{(\det[H])^o d_p^o} = \frac{1}{\left[\frac{\sigma_A}{k_1}\coth\bar{k}_1 d_B + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\coth k_1 d_A\right] \operatorname{sh} k_1 d_A \operatorname{sh}\bar{k}_1 d_B} \qquad (C.52)$$

(2°) $Z^{in}(0)$: d'après (C.32), $\boxed{Z^{in}(0) = \frac{h_{22}}{\det[H]}}$

Développant au 1er ordre : $h_{22} = h_{22}^o + h_{22}^I$ et posant $\varepsilon_{h_{22}} = \frac{h_{22}^I}{h_{22}^o}$, comme (C.30) $h_{22} = \frac{n_{22}}{\det[P]} + K_{22}$ et tenant compte de (C.42) on aura :

$$\varepsilon_{h_{22}} = \frac{\left[K_{22}^I + \frac{n_{22}^I}{d_p^o}\right] - \frac{n_{22}^o}{d_p^o}\frac{d_p^I}{d_p^o}}{\left[K_{22}^o + \frac{n_{22}^o}{d_p^o}\right]} \qquad (C.53)$$

Tenant compte de (C.46), l'expression de $Z^{in}(0)$ au 1er ordre en (AP.2) s'écrit alors :

$$\boxed{\text{au } 1^{er} \text{ ordre en (AP.2)} : \quad Z^{in}(0) = Z_o^{in}(0)\left[1 + (\varepsilon_{h_{22}} - \varepsilon_H)\right]} \qquad (C.54)$$

où $\varepsilon_{h_{22}}$ et ε_H sont donnés respectivement par (C.53) et (C.48), et où $Z_o^{in}(0)$ est le terme d'ordre zéro de l'impédance :

$$Z_o^{in}(0) = \frac{K_{22}^o + \frac{n_{22}^o}{d_p^o}}{(\det[H])^o} \qquad (C.55)$$

Or d'après K_{22} (C.12), n_{22} (C.24) (dont on exprime les termes d'ordre zéro) et d_p^o (C.43) on déduit :

$$h_{22}^o = \left(K_{22}^o + \frac{n_{22}^o}{d_p^o}\right) = \left(-\frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\right) \frac{\left[\frac{\sigma_B}{\bar{k}_1} + \frac{\sigma_A}{k_1}\coth k_1 d_A \coth\bar{k}_1 d_B\right]}{\left[\frac{\sigma_A}{k_1}\coth k_1 d_A + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\coth\bar{k}_1 d_B\right]} \qquad (C.56)$$

Par suite, tenant compte de (C.47), après simplification, le terme d'ordre zéro $Z_o^{in}(0)$ s'écrit :

$$Z_o^{in}(0) = \frac{h_{22}^o}{(\det[H])^o} = \frac{k_1}{\sigma_A} \frac{\left[\frac{\sigma_B}{\bar{k}_1} + \frac{\sigma_A}{k_1}\text{cothk}_1 d_A \ \text{coth}\bar{k}_1 d_B\right]}{\left[\frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\text{cothk}_1 d_A + \frac{\sigma_A}{k_1}\text{coth}\bar{k}_1 d_B\right]} \qquad (C.57)$$

(3°) $\underline{\underline{Z^{in}(\ell)}}$: d'après (C.33), $\boxed{Z^{in}(\ell) = \frac{-h_{11}}{\det[H]}}$

Développant au 1er ordre : $h_{11} = h_{11}^o + h_{11}^I$ et posant $\varepsilon_{h_{11}} = \frac{h_{11}^I}{h_{11}^o}$, comme (C.27) $h_{11} = \frac{n_{11}}{\det[P]} + K_{11}$ et tenant compte de (C.42) on aura :

$$\varepsilon_{h_{11}} = \frac{\left[K_{11}^I + \frac{n_{11}^I}{d_p^o}\right] - \left(\frac{n_{11}^o}{d_p^o}\right)\left(\frac{d_p^I}{d_p^o}\right)}{\left[K_{11}^o + \frac{n_{11}^o}{d_p^o}\right]} \qquad (C.58)$$

Tenant compte de (C.46), l'expression de $Z^{in}(\ell)$ au 1er ordre en (AP.2) s'écrit alors :

$$\boxed{\text{au } 1^{er} \text{ ordre en (AP.2)} : \quad Z^{in}(\ell) = Z_o^{in}(\ell)\left[1 + (\varepsilon_{h_{11}} - \varepsilon_H)\right]} \qquad (C.59)$$

où $\varepsilon_{h_{11}}$ et ε_H sont respectivement donnés par (C.58) et (C.48), et où $Z_o^{in}(\ell)$ est le terme d'ordre zéro de l'impédance.

Or d'après K_{11} (C.11), n_{11} (C.21) (dont on exprime les termes d'ordre zéro) et d_p^o (C.43) on déduit :

$$h_{11}^o = K_{11}^o + \frac{n_{11}^o}{d_p^o} = \frac{\sigma_A}{k_1} \frac{\left[\frac{\sigma_A}{k_1} + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\text{cothk}_1 d_A \ \text{coth}\bar{k}_1 d_B\right]}{\left[\frac{\sigma_A}{k_1}\text{cothk}_1 d_A + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\text{coth}\bar{k}_1 d_B\right]} \qquad (C.60)$$

Par suite, tenant compte de (C.47), après simplification, <u>le terme d'ordre zéro</u> $Z_o^{in}(\ell)$ s'écrit :

$$Z_o^{in}(\ell) = \frac{-h_{11}^o}{(\det[H])^o} = \frac{\bar{k}_1}{\sigma_B} \frac{\left[\frac{\sigma_A}{k_1} + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\text{cothk}_1 d_A \ \text{coth}\bar{k}_1 d_B\right]}{\left[\frac{\sigma_A}{k_1}\text{coth}\bar{k}_1 d_B + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\text{cothk}_1 d_A\right]} \qquad (C.61)$$

Remarquons que les termes d'ordre zéro en l'approximation (AP.2) (de faible couplage entre modes courant et spin pour les 2 métaux) des impédances considérées ci-dessus, à savoir : Z_o^{out} (C.52), $Z_o^{in}(0)$ (C.57), $Z_o^{in}(\ell)$ (C.61) <u>ne dépendent que</u>

des modes courant dans A et B et sont exactement les expressions des impédances que l'on aurait obtenues si l'on avait considéré la propagation du champ magnétique (et de l'aimantation) dans l'échantillon bimétallique comme étant due uniquement aux modes courant dans A et B.

PARTIE II
Métal B supposé épais pour le mode courant

Dans ce qui précède nous n'avons fait aucune hypothèse particulière concernant la propagation des modes courant et spin ou l'ordre de grandeur relatif des vecteurs d'onde de ces modes dans chacun des 2 métaux : aussi ces résultats sont-ils tout à fait généraux.

. Dans ce qui suit, nous allons considérer le cas où l'un des métaux (par exemple, le métal B) est épais pour le mode courant et discuter les expressions résultantes, successivement, de Z^{out}, $Z^{in}(0)$, $Z^{in}(\ell)$ à partir desquelles se déduisent simplement les signaux observables en transmission et en réflexion sur l'échantillon bimétallique.

. L'hypothèse que le métal B est épais pour le mode courant ($|\bar{k}_1 d_B| >> 1$) entraine:

$$\frac{1}{\mathrm{sh}\bar{k}_1 d_B} = 0 \quad \text{et} \quad \coth\bar{k}_1 d_B = 1 \tag{C.62}$$

(1°) Expression de Z^{out} lorsque le métal B est épais pour le mode courant

Exprimant que le métal B est épais pour le mode courant, il s'ensuit d'après (C.62) que $n_{12}^{o} = 0$ et par suite $h_{21}^{o} = 0$. Par suite l'expression de Z^{out} (C.50) se réduit à :

$$Z^{out} = \frac{-h_{21}^{I}}{(\det[\bar{H}])^{o}} = \frac{-n_{21}^{I}}{(\det[\bar{H}])^{o} d_p^{o}} \tag{C.63}$$

car $h_{21}^{I} = \frac{1}{d_p^{o}}\left(n_{21}^{I} - d_p^{I}\frac{n_{21}^{o}}{d_p^{o}}\right)$ se réduit à : $\frac{n_{21}^{I}}{d_p^{o}}$.

Si dans l'expression générale de n_{21}^{I} (qu'on déduit aisément à partir de celle de n_{21} (C.38)), on exprime que le métal B est épais pour le mode courant, c'est-à-dire que les relations (C.62) sont satisfaites, la forme de n_{21}^{I} se réduit alors à :

$$n_{21}^{I} = \frac{\sigma_A \sigma_B}{k_1 \bar{k}_1} \left\{ \frac{\beta_{12}\, \bar{k}_{12}}{shk_1 d_A\ \chi_A D_A k_2\ shk_2 d_A\ sh\bar{k}_2 d_B} \frac{\beta_2 \sigma_A D_A}{\bar{\beta}_2 \sigma_B D_B} \left[chk_2 d_A - chk_1 d_A \right] \right.$$

$$\left. + \bar{\beta}_{12} \left(\frac{(-1)}{\chi_B D_B \bar{k}_2\ sh\bar{k}_2 d_B} \left[\frac{1}{shk_1 d_A} - \frac{\beta_1 \chi_B}{\chi_A \bar{\beta}_1} \left(\frac{1}{shk_1 d_A} - \frac{k_{12}}{shk_2 d_A} \right) \right] - \frac{\bar{k}_{12}\ chk_2 d_A}{shk_1 d_A\ \chi_A D_A k_2\ shk_2 d_A\ sh\bar{k}_2 d_B} \right) \right\} \qquad (C.64)$$

Tenant compte des expressions de $(\det[H])^{o}$ (C.47), de d_p^o (C.43), de l'expression précédente (C.64) de n_{21}^{I}, utilisant l'identité (C.39), mettant en facteur au numéroteur et au dénominateur de Z^{out} la quantité : $\dfrac{1}{\chi_A D_A k_2\ shk_2 d_A\ \chi_B D_B \bar{k}_2\ sh\bar{k}_2 d_B}$

on déduit, après simplification, que Z^{out} (C.63) se réduit à :

$$Z^{out} = \frac{\left\{ \frac{\chi_A \chi_B}{\mu_o \beta_2 \bar{\beta}_2} \left(\frac{1}{\sigma_A} \left[k_1 - \frac{k_2 shk_2 d_A}{shk_1 d_A} \right] + \frac{\bar{k}_1}{\sigma_B} \left[\frac{chk_1 d_A - chk_2 d_A}{shk_1 d_A} \right] \right) - \frac{\bar{\beta}_1 \chi_B D_B \bar{k}_1}{\bar{\beta}_2 shk_1 d_A} \left[chk_2 d_A + \frac{\chi_A D_A k_2 shk_2 d_A}{\chi_B D_B \bar{k}_1} \right] \right\}}{[R] \left[\frac{\sigma_A}{k_1} + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1} cothk_1 d_A \right]} \qquad (C.65)$$

. Dans cette expression, la quantité $[R]$ est associée à la diffusion de spin dans chacun des métaux et, par suite, sera résonnante :

$$[R] = \left[\chi_A D_A k_2\ shk_2 d_A\ ch\bar{k}_2 d_B + \chi_B D_B \bar{k}_2\ sh\bar{k}_2 d_B\ chk_2 d_A \right] \qquad (C.66)$$

. le numérateur de Z^{out} comprend essentiellement deux termes :

- le 1er terme en $\dfrac{\chi_A \chi_B}{\mu_o \beta_2 \bar{\beta}_2}$ correspond à une excitation dans A et une réémission dans B.
- le 2^{e} terme en $\dfrac{\bar{\beta}_1 \chi_B D_B \bar{k}_1}{\bar{\beta}_2\ shk_1 d_A}$ correspond à une excitation et une réémission dans B ; la proportionalité à $\dfrac{1}{shk_1 d_A}$ traduit le fait que l'excitation dans B se fait au travers du métal A, cette contribution disparaissant dès que le métal A devient épais pour le mode courant.

Envisageons 2 cas particuliers, en particularisant l'hypothèse concernant le mode courant dans le métal A.

a) 1er cas : métaux A et B épais pour le mode courant, soit $|k_1 d_A| >> 1$ et $|\bar{k}_1 d_B| >> 1$.

Exprimant l'hypothèse supplémentaire que le métal A est épais pour le mode courant, à savoir que l'on a : $\dfrac{1}{shk_1 d_A} = 0$ et $cothk_1 d_A = 1$, Z^{out} (C.65) se réduit alors,

après simplification, à :

$$(C.67) \qquad Z^{out} = \frac{\left(\frac{k_1\bar{k}_1}{\mu_o\sigma_A\sigma_B}\frac{\chi_A\chi_B}{\beta_2\bar{\beta}_2}\right)}{[R]} \text{ , où } [R] \text{ est donné par (C.66)}$$

b) 2e cas : métal B épais pour le mode courant, métal A mince pour le mode courant ($|k_1 d_A| << 1$)

L'hypothèse supplémentaire que le métal A est mince pour le mode courant entraine : $shk_1d_A \simeq k_1d_A$ et $chk_1d_A \simeq 1$ (C.68). Mettant en facteur $\frac{\sigma_B}{\bar{k}_1\ shk_1d_A}$ au numérateur et au dénominateur de Z^{out} (C.65) et simplifiant par cette quantité, Z^{out} prend la forme :

$$(C.69) \qquad Z^{out} = \frac{[E_1] + [E_2]}{[R]\left[1 + \frac{\sigma_A}{\sigma_B}(d_A\bar{k}_1)\right]} \text{ , où } [R] \text{ est donné par (C.66)}$$

où au numérateur les 2 termes $[E_1]$ et $[E_2]$ sont donnés respectivement par :

$$(C.70) \quad [E_1] = \frac{\chi_A\chi_B\ k_1\bar{k}_1}{\mu_o\beta_2\bar{\beta}_2\ \sigma_A\sigma_B}\left[\frac{\sigma_A\bar{k}_1}{k_1\sigma_B}(chk_1d_A - chk_2d_A) + \frac{1}{k_1}(k_1\ shk_1d_A - k_2\ shk_2d_A)\right]$$

$$(C.71) \quad [E_2] = \frac{-\bar{\beta}_1\chi_B D_B\bar{Q}_1}{\bar{\beta}_2\sigma_B}\left[chk_2d_A + \frac{\chi_A D_A k_2\ shk_2d_A}{\chi_B D_B\bar{k}_1}\right]$$

- Si on fait l'hypothèse supplémentaire que le métal A est mince pour le mode spin et que $|Q_1^o| >> |Q_2^o|$, c'est-à-dire $0 \quad d_A \quad \delta_A \quad \delta_{eff_A}$ on peut alors développer : $chk_1d_A - chk_2d_A \simeq \frac{d_A^2}{2}(Q_1-Q_2)$ et $k_1\ shk_1d_A - k_2\ shk_2d_A \simeq d_A(Q_1-Q_2)$ mettant $(Q_1-Q_2)\frac{d_A}{k_1}$ en facteur dans $[E_1]$, tenant compte que $\frac{Q_1-Q_2}{Q_1} \simeq 1$, on en déduit alors :

$$(C.72) \quad [E_1] = \frac{\chi_A\chi_B\ k_1\bar{k}_1}{\mu_o\beta_2\bar{\beta}_2\ \sigma_A\sigma_B}(k_1d_A)\left[1 + \frac{\sigma_A}{2\sigma_B}(d_A\bar{k}_1)\right]$$

$$(C.73) \quad [E_2] = \frac{-\bar{\beta}_1\chi_B D_B\bar{Q}_1}{\bar{\beta}_2\sigma_B}\left[1 + \frac{d_A\chi_A\Omega_A}{\chi_B D_B\bar{k}_1}\right]$$

où dans $[E_2]$ on a tenu compte de l'expression de $Q_2 = k_2^2 = \frac{1}{D_A}\Omega_A$ (voir métal pur (I.18)).

(2°) Expression de $Z^{in}(\ell)$ lorsque le métal B est épais pour le mode courant

. Au 1er ordre en (AP.2), $Z^{in}(\ell)$ est donnée par (C.59) : $Z^{in}(\ell) = Z_o^{in}(\ell)\left[1+(\varepsilon_{h_{11}} - \varepsilon_H)\right]$
Tenant compte des expressions de $\varepsilon_{h_{11}}$ (C.58) et de ε_H (C.48) on a, en regroupant les termes :

$$\varepsilon_{h_{11}} - \varepsilon_H = -\frac{1}{\eta}\left\{\beta\left(K_{22}^I + \frac{n_{22}^I}{d_p^o}\right) + \gamma\frac{(n_{12}^I - n_{21}^I)}{d_p^o} + \frac{\left(\left[K_{11}^I + \frac{n_{11}^I}{d_p^o}\right]\left[\left(K_{11}^o + \frac{n_{11}^o}{d_p^o}\right)\alpha - \eta\right] + \frac{d_p^I}{d_p^o}\left[\left(K_{11}^o + \frac{n_{11}^o}{d_p^o}\right)\delta + \frac{n_{11}^o}{d_p^o}\eta\right]\right)}{\left(K_{11}^o + \frac{n_{11}^o}{d_p^o}\right)}\right\}$$

On exprime alors que le métal B est épais pour le mode courant (C.62) c'est-à-dire que : $\frac{1}{\mathrm{sh}\bar{k}_1 d_B} = 0$ et $\coth\bar{k}_1 d_B = 1$, il en résulte dans $(\varepsilon_{h_{11}} - \varepsilon_H)$ les simplifications suivantes :

. $\gamma = 0$: en effet γ donné par (C.49) est proportionnel à $\frac{1}{\mathrm{sh}\,\bar{k}_1 d_B}$

. $\left[\left(K_{11}^o + \frac{n_{11}^o}{d_p^o}\right)\alpha - \eta\right] = \frac{\sigma_A\sigma_B}{k_1\bar{k}_1}\frac{\left(\left[1+\coth^2 k_1 d_A\,\coth^2\bar{k}_1 d_B\right] - \left[\coth^2 k_1 d_A + \coth^2\bar{k}_1 d_B\right]\right)}{\left[\frac{\sigma_A}{k_1}\coth k_1 d_A + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\coth\bar{k}_1 d_B\right]}$

s'annule lorsque $\coth\bar{k}_1 d_B = 1$

. $\left[\left(K_{11}^o + \frac{n_{11}^o}{d_p^o}\right)\delta + \frac{n_{11}^o}{d_p^o}\eta\right] = \frac{\sigma_A\sigma_B}{k_1\bar{k}_1}\coth^2 k_1 d_A\left[\frac{1}{\mathrm{sh}\bar{k}_1 d_B}\right]^2$ s'annule car $\frac{1}{\mathrm{sh}\bar{k}_1 d_B} = 0$

D'autre part, tenant compte de ce que, d'après (C.49), $-\frac{\beta}{\eta} = Z_o^{in}(\ell)$ donné par (C.61), on déduit de ce qui précède que $Z^{in}(\ell)$ se réduit à :

$$(C.74) \qquad Z^{in}(\ell) = Z_o^{in}(\ell)\left[1 + Z_o^{in}(\ell)\left(K_{22}^I + \frac{n_{22}^I}{d_p^o}\right)\right]$$

Lorsque le métal B est épais pour le mode courant les expressions de $Z_o^{in}(\ell)$ (C.61), d_p^o (C.43), K_{22}^I calculé à partir de K_{22} (C.12), n_{22}^I calculé à partir de n_{22} (C.24) se réduisent à :

$$Z_o^{in}(\ell) = \frac{\bar{k}_1}{\sigma_B} \; ; \qquad d_p^o = \left[\frac{\sigma_B}{\bar{k}_1} + \frac{\sigma_A}{k_1}\coth k_1 d_A\right]\left[\frac{\coth k_2 d_A}{\chi_A D_A k_2} + \frac{\coth\bar{k}_2 d_B}{\chi_B D_B \bar{k}_2}\right]$$

$$K_{22}^I = \left(-\frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\right)\bar{\beta}_{12}\left[1 - \bar{k}_{12}\coth\bar{k}_2 d_B\right] \; ; \quad n_{22}^I = \left(-\frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\right)\left[\frac{\sigma_B}{\bar{k}_1} + \frac{\sigma_A}{k_1}\coth k_1 d_A\right]\frac{\bar{\beta}_{12}\bar{k}_{12}}{\chi_B D_B \bar{k}_2}\left[\frac{1}{\mathrm{sh}\bar{k}_2 d_B}\right]^2$$

Tenant compte des expressions précédentes, $Z^{in}(\ell)$ s'exprime alors comme :

$$(C.75)\quad Z^{in}(\ell) = \frac{\overline{k}_1}{\sigma_B}\left\{1 - \overline{\beta}_{12}\left[1 - \overline{k}_{12}\left(\coth\overline{k}_2 d_B - \frac{\left[\frac{1}{\mathrm{sh}\overline{k}_2 d_B}\right]^2}{\chi_B D_B \overline{k}_2\left[\frac{\coth k_2 d_A}{\chi_A D_A k_2} + \frac{\coth\overline{k}_2 d_B}{\chi_B D_B \overline{k}_2}\right]}\right)\right]\right\}$$

On remarque donc qu'il apparait un terme supplémentaire, lié aux modes spins dans A et B, par rapport à l'expression que l'on aurait pour un échantillon constitué uniquement du métal B pur (considéré épais pour le mode courant); en effet, conformément à (A.34), on aurait dans ce cas : $Z^{in}(\ell) = \frac{\overline{k}_1}{\sigma_B}\left[1 - \overline{\beta}_{12}(1 - \overline{k}_{12}\coth\overline{k}_2 d_B)\right]$

(3°) Expression de $Z^{in}(0)$ lorsque le métal B est épais pour le mode courant

. Au 1er ordre en (AP.2), $Z^{in}(0)$ est donnée par (C.54) :
$Z^{in}(0) = Z^{in}_o(0)\left[1 + (\varepsilon_{h_{22}} - \varepsilon_H)\right]$ Tenant compte des expressions de $\varepsilon_{h_{22}}$ (C.53) et de ε_H (C.48), on a, en regroupant les termes :

$$\varepsilon_{h_{22}} - \varepsilon_H = -\frac{1}{\eta}\left\{\alpha\left(K^I_{11} + \frac{n^I_{11}}{d^o_p}\right) + \gamma\frac{(n^I_{12} - n^I_{21})}{d^o_p} + \frac{\left(\mu\left[K^I_{22} + \frac{n^I_{22}}{d^o_p}\right] + \lambda\frac{d^I_p}{d^o_p}\right)}{\left(K^o_{22} + \frac{n^o_{22}}{d^o_p}\right)}\right\} \quad (C.76)$$

où les quantités μ, λ seront explicitées plus bas.
On exprime alors que le métal B est épais pour le mode courant (C.62) c'est-à-dire que : $\frac{1}{\mathrm{sh}\overline{k}_1 d_B} = 0$ et $\coth\overline{k}_1 d_B = 1$, il en résulte dans $(\varepsilon_{h_{22}} - \varepsilon_H)$ (C.76) les simplifications suivantes :

. $\gamma = 0$: en effet γ donné par (C.49) est proportionnel à $\frac{1}{\mathrm{sh}\overline{k}_1 d_B}$

. $\mu = \left[\left(K^o_{22} + \frac{n^o_{22}}{d^o_p}\right)\beta - \eta\right] = \frac{\sigma_A\sigma_B}{k_1\overline{k}_1}\frac{\left(\left[1 + \coth^2 k_1 d_A \coth^2\overline{k}_1 d_B\right] - \left[\coth^2 k_1 d_A + \coth^2\overline{k}_1 d_B\right]\right)}{\left(\frac{\sigma_A}{k_1}\coth k_1 d_A + \frac{\sigma_B}{\overline{k}_1}\coth\overline{k}_1 d_B\right)}$

ce terme s'annule lorsque $\coth\overline{k}_1 d_B = 1$

. $\lambda = \left[\left(K^o_{22} + \frac{n^o_{22}}{d^o_p}\right)\delta + \frac{n^o_{22}}{d^o_p}\eta\right] = -\frac{\sigma_A\sigma_B}{k_1\overline{k}_1}\coth^2\overline{k}_1 d_B\left[\frac{1}{\mathrm{sh}k_1 d_A}\right]^2 \quad (C.77)$

On déduit de ce qui précède que $Z^{in}(0)$ se réduit à :

$$(C.78) \qquad Z^{in}(0) = Z_o^{in}(0)\left[1 - \frac{1}{n}\left\{\alpha\left(K_{11}^I + \frac{n_{11}^I}{d_p^o}\right) + \frac{\lambda d_p^I}{\left(K_{22}^o + \frac{n_{22}^o}{d_p^o}\right)d_p^o}\right\}\right]$$

Tenant compte de $\coth\bar{k}_1 d_B = 1$ dans les expressions de $\left(K_{22}^o + \frac{n_{22}^o}{d_p^o}\right)$ (C.56) et de λ (C.77), on obtient l'expression :

$$(C.79) \qquad Z^{in}(0) = Z_o^{in}(0)\left[1 - \frac{1}{nd_p^o}\left\{\alpha(n_{11}^I + d_p^o K_{11}^I) + \frac{\sigma_A}{k_1}\left[\frac{1}{\mathrm{sh}k_1 d_A}\right]^2 d_p^I\right\}\right]$$

On procède alors de la manière suivante : à partir des expressions générales de d_p^I (déduite de d_p (C.26)), de n_{11}^I (déduite de n_{11} (C.21)), de K_{11}^I (déduite de K_{11} (C.11)), tenant compte des expressions de α (C.49) et d_p^o (C.43), on calcule de façon générale la quantité { } qui apparait dans l'expression de $Z^{in}(0)$ ci-dessus. Cette quantité { } apparait alors comme la somme de 2 contributions : $\{\} = F_1 + F_2$ dont les expressions sont les suivantes :

. 1ère contribution F_1 (C.80)

$$F_1 = \left[\frac{\sigma_B}{\bar{k}_1} + \frac{\sigma_A}{k_1}\coth k_1 d_A \coth\bar{k}_1 d_B\right] \times \left(\beta_{12}\left[\frac{\sigma_A}{k_1}\frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\coth k_1 d_A \coth\bar{k}_1 d_B\right]\left[\frac{\coth k_2 d_A}{\chi_A D_A k_2} + \frac{\coth\bar{k}_2 d_B}{\chi_B D_B \bar{k}_2}\right]\right.$$

$$\left. - \beta_{12} k_{12}\left[\frac{\sigma_A}{k_1}\coth k_1 d_A + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\coth\bar{k}_1 d_B\right]\left[\frac{1}{\chi_A D_A k_2} + \frac{1}{\chi_B D_B \bar{k}_2}\coth k_2 d_A \coth\bar{k}_2 d_B\right]\right)$$

. 2e contribution F_2 (C.81) elle est proportionnelle à $\left[\frac{1}{\mathrm{sh}k_1 d_A}\right]^2$ et lorsque $\coth\bar{k}_1 d_B = 1$, une simplification s'opère et elle se réduit à :

$$F_2 = \left[\frac{1}{\mathrm{sh}k_1 d_A}\right]^2 \times \left(-\left[\beta_1\beta_2\frac{\sigma_A D_A}{\chi_A} + \bar{\beta}_1\bar{\beta}_2\frac{\sigma_B D_B}{\chi_B}\right]\left[\frac{\sigma_A}{k_1}\frac{\coth k_2 d_A}{\beta_2 D_A k_2} + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\frac{1}{\beta_2 D_A k_1}\right]\left[\frac{1}{\bar{\beta}_2 D_B \bar{k}_1} - \frac{\coth\bar{k}_2 d_B}{\bar{\beta}_2 D_B \bar{k}_2}\right]\right.$$

$$+ \frac{\beta_{12}}{\chi_A D_A k_1}\left[\frac{\sigma_A}{k_2}\coth k_2 d_A + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\right]\left[\frac{\sigma_B}{\bar{k}_1} - \sigma_A D_A \chi_A \frac{\coth\bar{k}_2 d_B}{\chi_B D_B \bar{k}_2}\right]$$

$$\left. + \frac{\bar{\beta}_{12}}{\chi_B D_B \bar{k}_1}\left[\sigma_B D_B \chi_B \frac{\coth k_2 d_A}{\chi_A D_A k_2} + \frac{\sigma_B}{\bar{k}_1}\right]\frac{\sigma_A}{k_1}\left[1 - \bar{k}_{12}\coth\bar{k}_2 d_B\right]\right)$$

Considérons d'abord le cas limite où le métal A est épais pour le mode courant, c'est-à-dire que : $\coth k_1 d_A = 1$ et $\frac{1}{\mathrm{sh} k_1 d_A} = 0$.

Dans ces conditions la contribution F_2 s'annule, $Z_o^{in}(0)$ donné par (C.57) se réduit à $\frac{k_1}{\sigma_A}$, et compte tenu des expressions de η (C.49) et d_p^o (C.26) on en déduit que $Z_o^{in}(0)$ (C.79) se réduit à (simplifiant $\frac{F_1}{\eta d_p^o}$) :

$$(C.82)\quad Z^{in}(0) = \frac{k_1}{\sigma_A}\left\{1 - \beta_{12}\left[1 - k_{12}\left(\frac{\frac{1}{\chi_A D_A k_2} + \frac{1}{\chi_B D_B \bar{k}_2}\coth k_2 d_A \coth \bar{k}_2 d_B}{\left[\frac{\coth k_2 d_A}{\chi_A D_A k_2} + \frac{\coth \bar{k}_2 d_B}{\chi_B D_B \bar{k}_2}\right]}\right)\right]\right\}$$

On peut voir que cette expression est exactement l'analogue de $Z^{in}(\ell)$ (C.75) (qui correspond au cas du métal B épais pour le mode courant) compte tenu du changement B → A. En effet dans (C.75) le terme dans la parenthèse, facteur de $\bar{k}_{12}$, s'écrit identiquement :

$$\frac{\left[\frac{1}{\chi_B D_B \bar{k}_2} + \frac{1}{\chi_A D_A k_2}\coth k_2 d_A \coth \bar{k}_2 d_B\right]}{\left[\frac{\coth k_2 d_A}{\chi_A D_A k_2} + \frac{\coth \bar{k}_2 d_B}{\chi_B D_B \bar{k}_2}\right]}$$

Le résultat précédent (C.82) constitue ainsi un test satisfaisant, dans ce cas limite, de l'expression plus générale (C.79).

- Dans la situation plus générale où l'on ne fait pas d'hypothèse particulière sur le mode courant dans A, l'impédance $Z^{in}(0)$ (C.79) sera ainsi décrite par l'expression :

$$(C.83)\qquad Z^{in}(0) = Z_o^{in}(0)\left[1 - \frac{(F_1 + F_2)}{\eta d_p^o}\right]$$

où dans $Z_o^{in}(0)$ (C.57), η (C.49), d_p^o (C.43), F_1 (C.80) on exprimera que le métal B est épais pour le mode courant ($\coth \bar{k}_1 d_B = 1$). La contribution F_2 (C.81), proportionnelle à $\left[\frac{1}{\mathrm{sh} k_1 d_A}\right]^2$, apparait clairement liée à la transparence du métal A pour le mode courant et contient ainsi des termes qui correspondent à une excitation ou une réémission dans le métal B.

. Nous ne discuterons pas ici plus avant, en particularisant des hypothèses (par exemple sur le mode courant dans A, sur les modes spin dans A et B ou sur les susceptibilités χ_A, χ_B des 2 métaux, etc...), l'expression de $Z^{in}(0)$ (C.83). Nous verrons lors de son application, au cas des échantillons implantés sur 1 face, quelles sont les hypothèses simplificatrices à considérer et quels sont les termes dominants qui en résultent.

ANNEXE : D

SPECTRES DE RESONANCE EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES :
QUELQUES EXEMPLES RELATIFS AUX ALLIAGES PREPARES PAR IMPLANTATION
SYSTEMES Ag Gd (et Cu Mn)

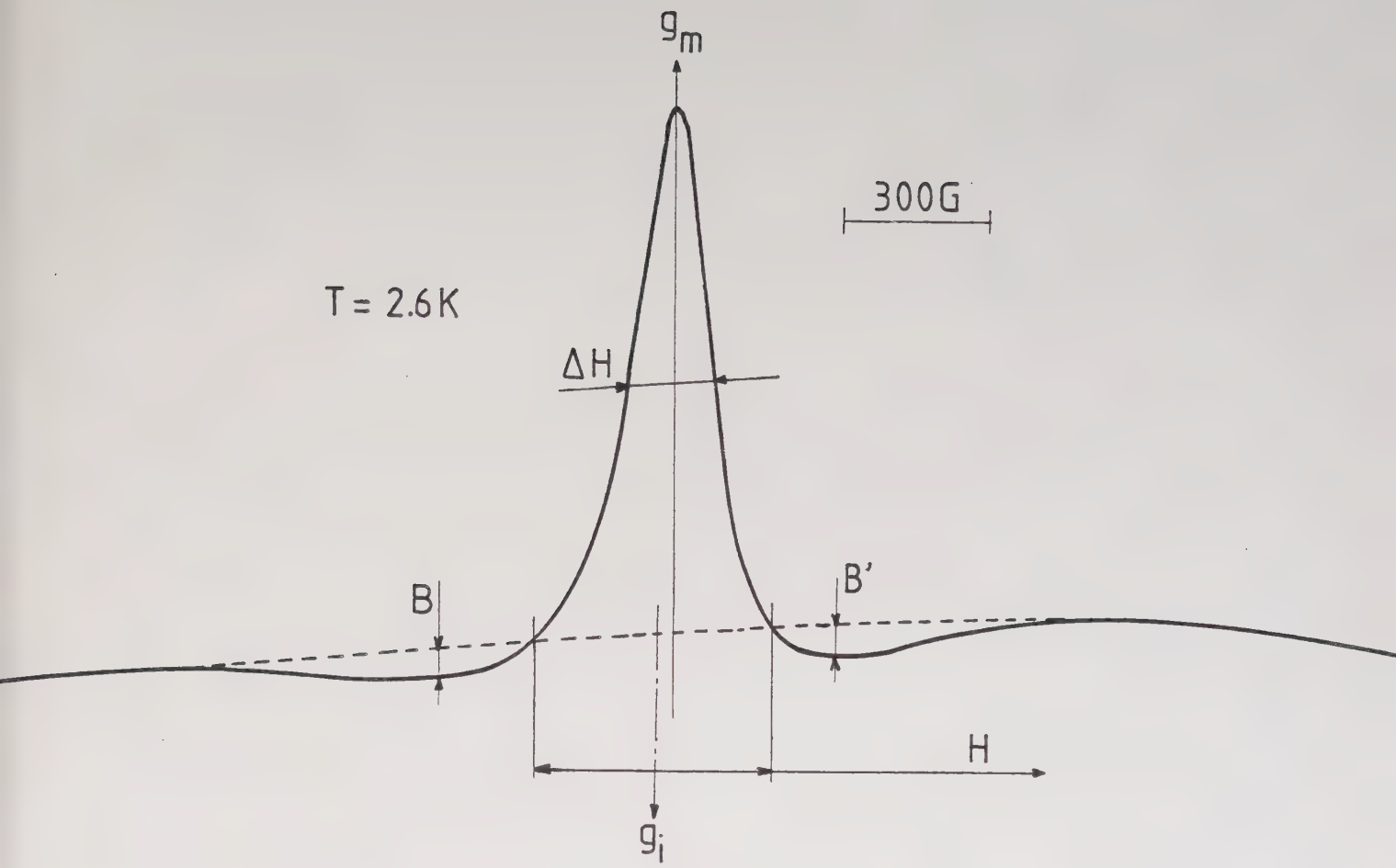


Figure D.1 : Spectre expérimental transmis, observé à T = 2.6 K, pour l'échantillon CuVIB1An°3 implanté sur les 2 faces en Mn à la dose 6 D_s par face. La raie présente, en dessous de la ligne de base, deux lobes d'amplitudes désignées par B et B' et possède une asymétrie intrinsèque. Cette ligne de base (figurée en pointillés) peut être tracée ainsi compte tenu de l'étude effectuée en température: elle est associée au signal d'origine orbitale et ne varie pas pour $T \lesssim 15$ K. De cette forme de raie, relativement à sa position, on peut tirer les 2 informations suivantes:
- le facteur g_m correspondant à la valeur du champ du maximum de la raie (lobe A)
- le facteur g_i correspondant au milieu en champ des deux zéros du spectre

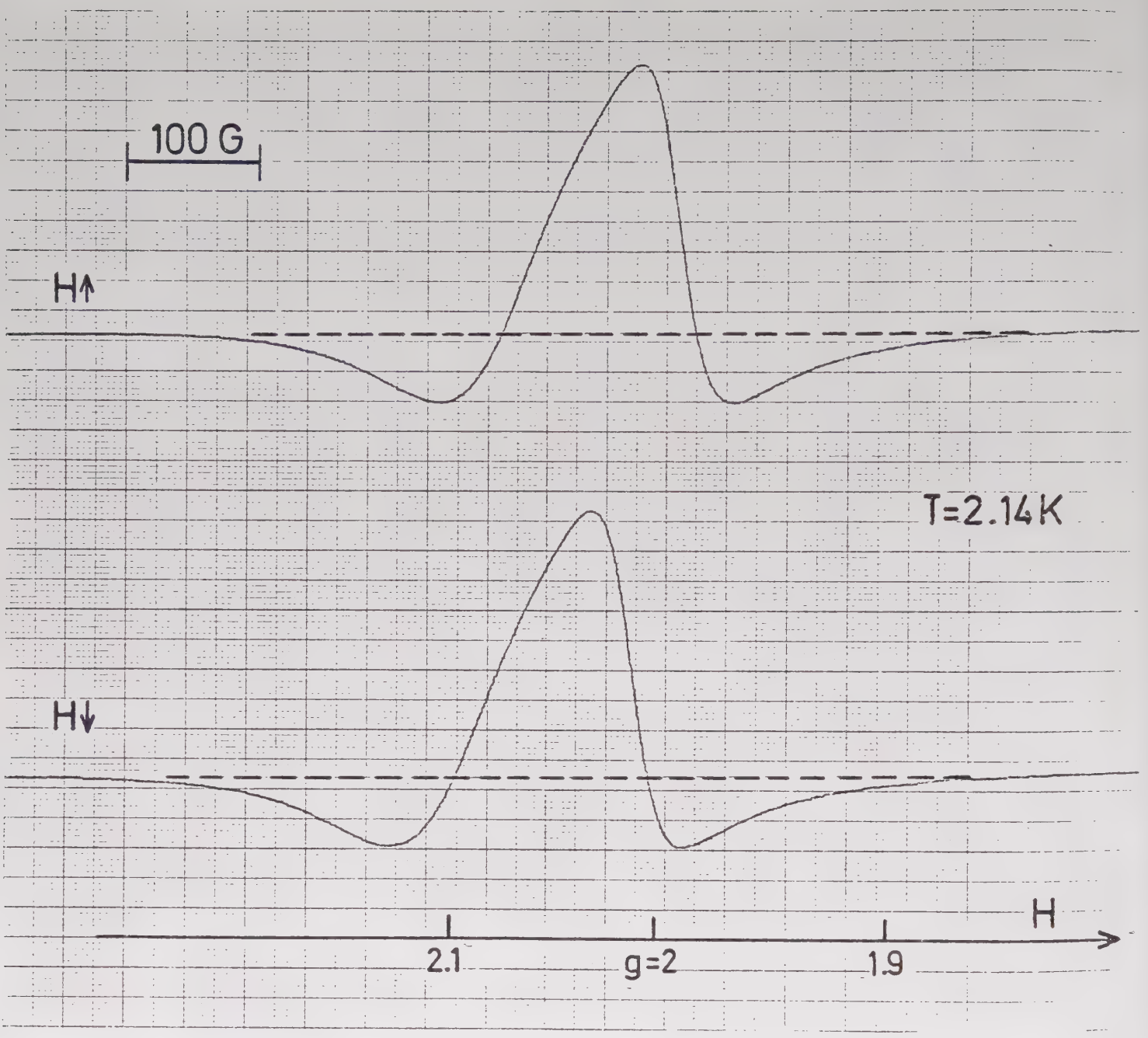


Figure D.3 a) : Spectre expérimental transmis pour l'échantillon AgLISI implanté sur les 2 faces en Gd à la dose 0.1 D_s par face. A la température T = 2.14 on montre le signal obtenu en champ montant et en champ descendant (le décalage observé est lié à l'hystérésis de l'aimant); l'indication de facteur g donnée au bas de la figure est relative au champ montant. La forme de raie présente deux lobes B en dessous de la ligne de base: on a choisi, à la détection, la phase Φ de la référence (égale ici à Φ = 320 degrés) de façon à assurer l'égalité de ces lobes B (critère opérationnel de symétrie du signal). Comme on peut le voir cette raie est intrinsèquement asymétrique.

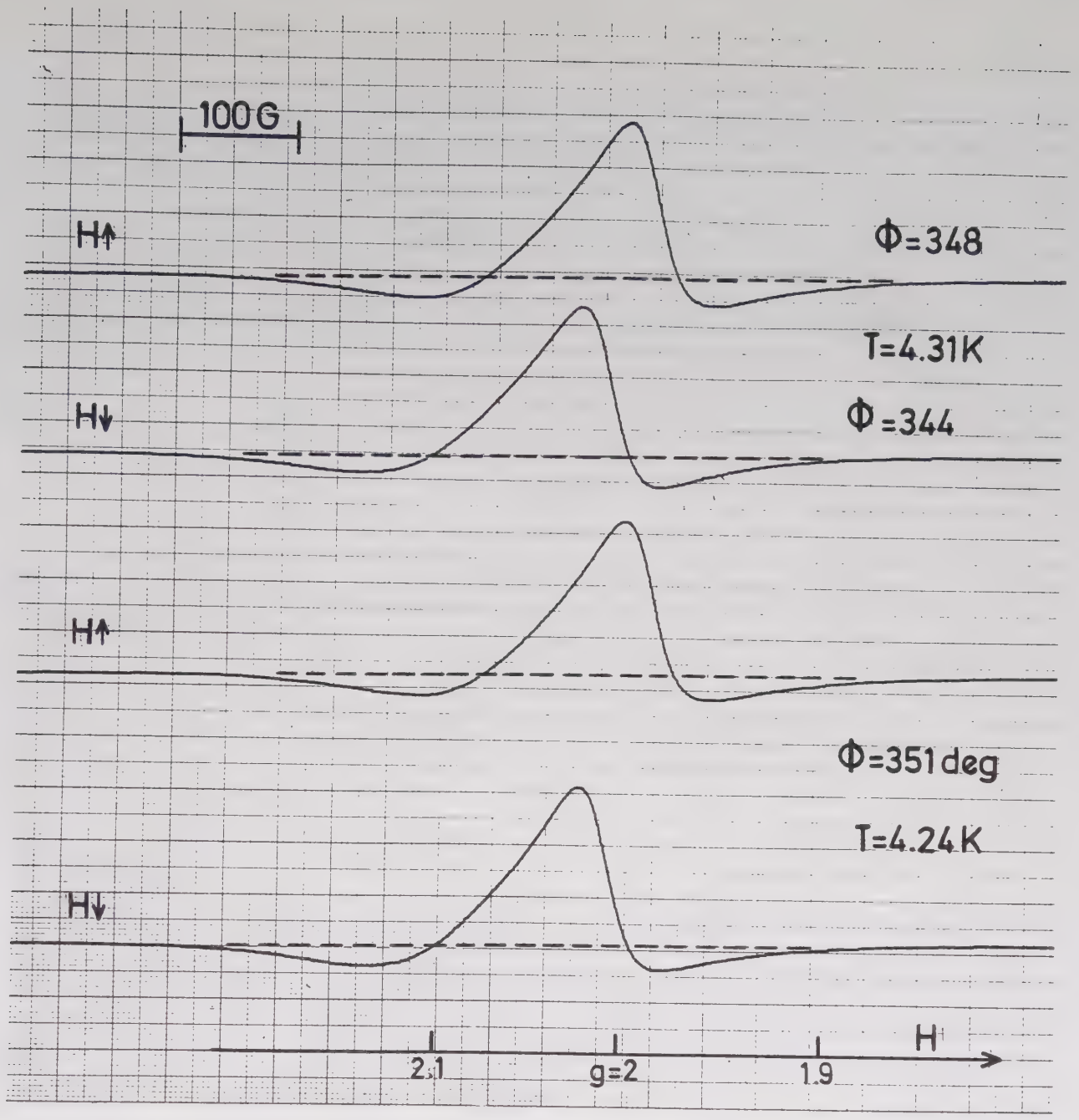


Figure D.3 b) : Spectres expérimentaux transmis, à basse température, pour l'échantillon AgLISI implanté sur les 2 faces en Gd à la dose 0.1 D_s par face. A la température indiquée on montre le signal obtenu en champ montant et en champ descendant (le décalage observé est lié à l'hytérésis de l'aimant) l'indication de facteur g donnée au bas de la figure est relative au champ montant.
La forme de raie présente deux lobes B en dessous de la ligne de base et on choisit la phase Φ de la référence, à la détection, de façon à assurer l'égalité de ces lobes B (critère opérationnel de symétrie): on peut voir sur cette figure la sensibilité du choix de cette phase Φ par rapport au critère de symétrie adopté.

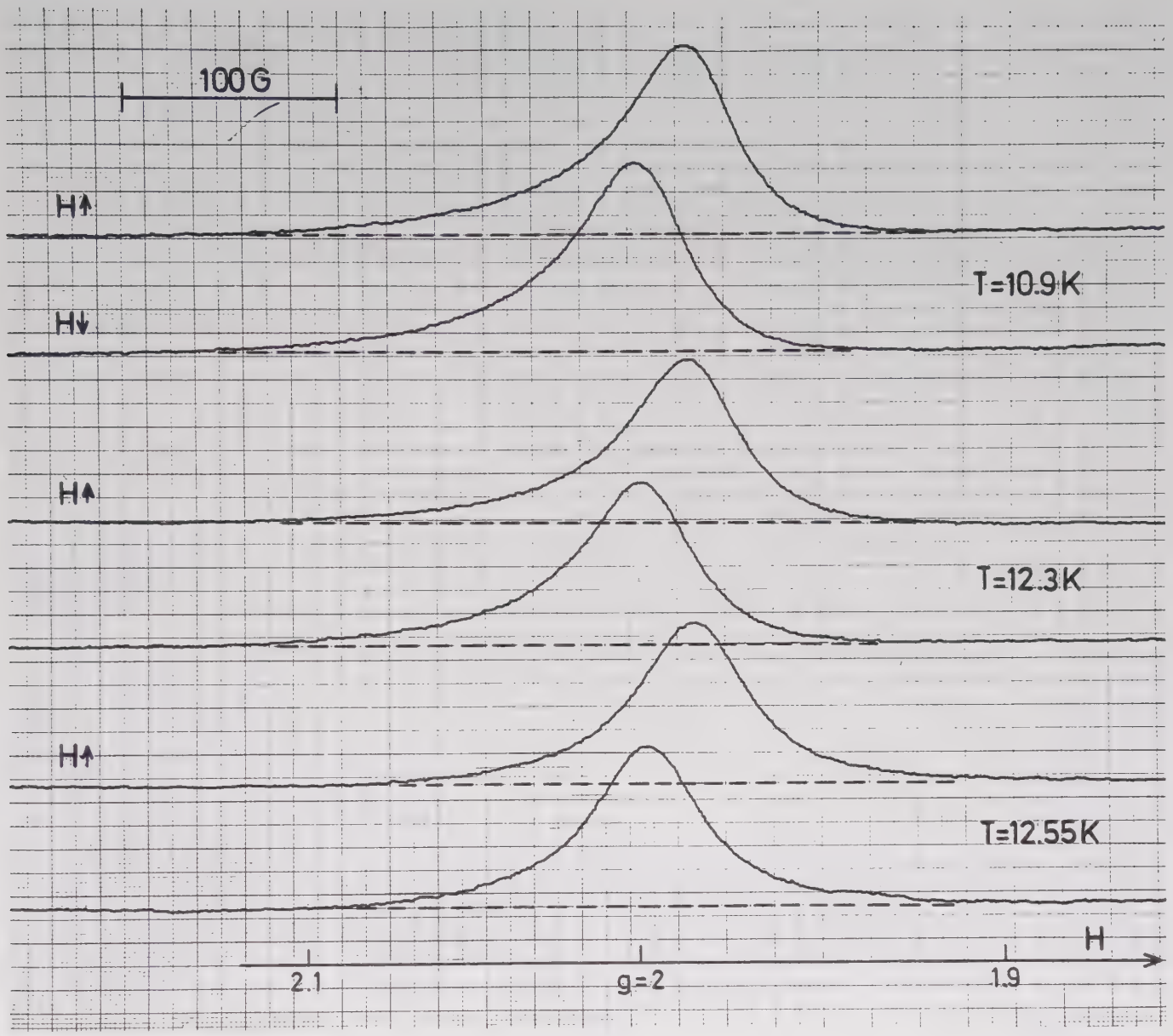


Figure D.4 : Spectre expérimental transmis pour l'échantillon AgLISI implanté sur les 2 faces en Gd à la dose 0.1 D_s par face. Pour chaque température on montre le signal obtenu en champ montant et en champ descendant (le décalage observé sur la position de la raie est lié à l'hystérésis de l'aimant); l'indication de facteur g donnée au bas de la figure est relative au champ montant.
A ces températures les lobes B ont disparu mais la forme de raie reste intrinsèquement asymétrique (queue en bas champ). Pour les signaux correspondant aux températures indiquées: T = 10.9, 12.3, 12.55 K la phase de la référence à la détection a été choisie égale, respectivement, à Φ = 35, 40, 50 degrés (voir figure VI.2 relative à cet échantillon).

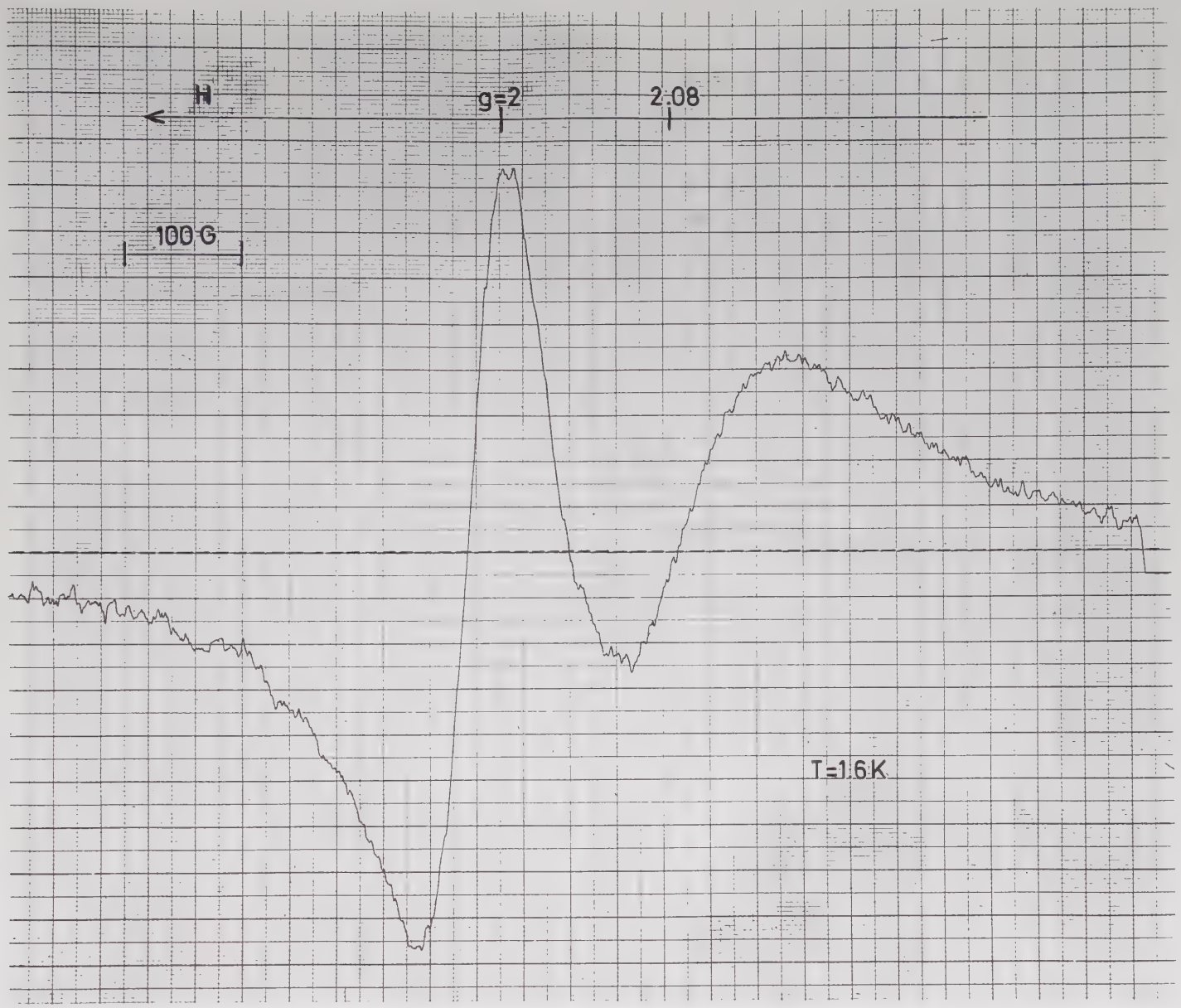


Figure D.5 : Spectre expérimental obtenu en réflexion (à 10.9 GHz), observé à T = 1.6K pour l'échantillon AgAIIIS9 implanté en Gd sur 1 face à la dose 0.3 D_s. Le spectre de résonance, correspondant à la dérivée de la puissance absorbée par rapport au champ statique, se compose de la superposition de deux raies:

- la 1ère raie, en bas champ, a une position correspondant à un facteur $g \sim 2.085 \pm 0.01$
- la 2ème raie, en haut champ, est plus étroite et sa position correspond à un g voisin de 2.

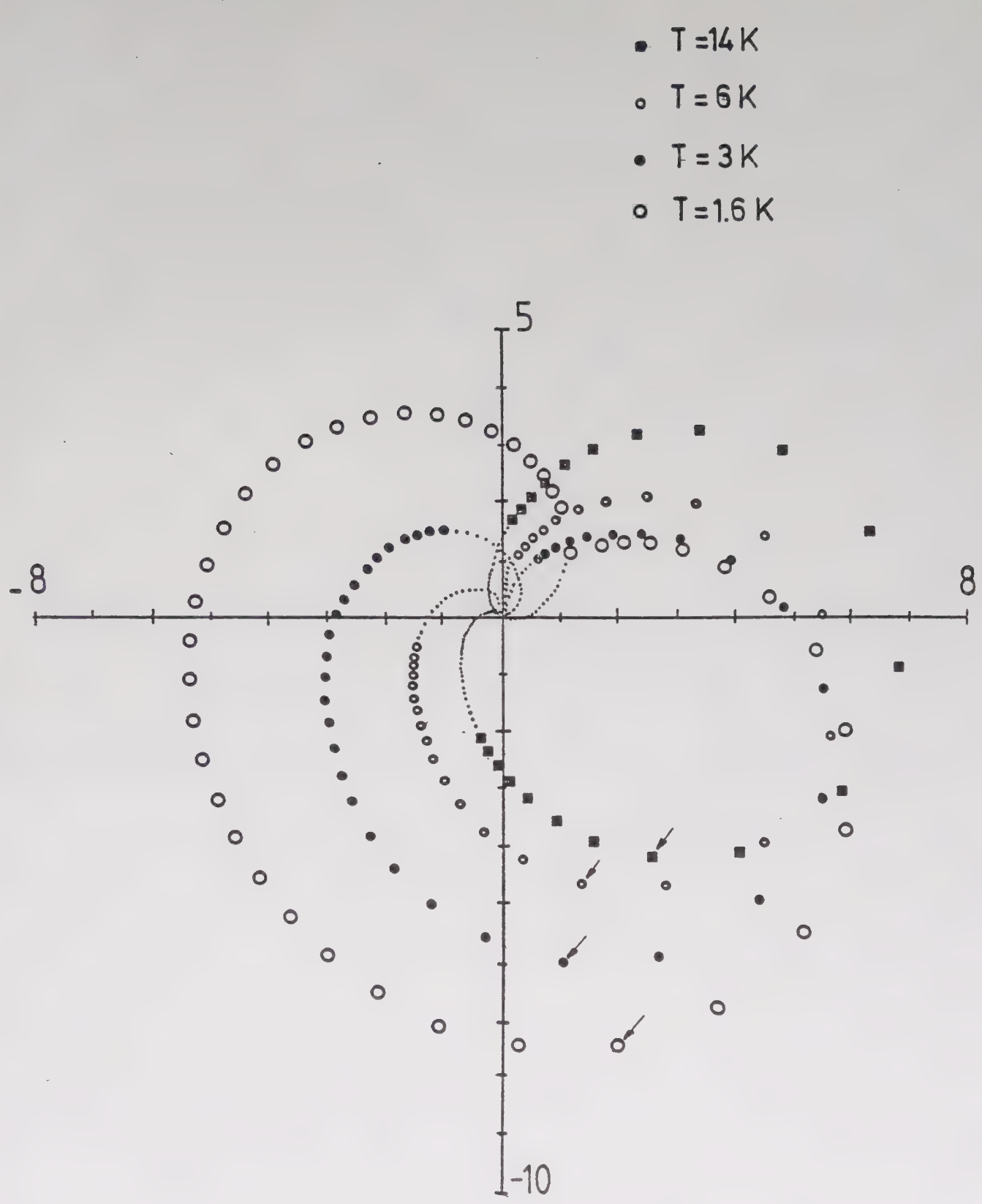


Figure D.6 : Diagramme théorique de $F_2(H)$(VI.12), dans le plan complexe, représentant la variation avec le champ statique H de l'extrêmité du champ transmis $\vec{h}_t$ pour un échantillon d'argent implanté en Gd sur les 2 faces, à la dose 0.1 D_s (simulation relative à l'échantillon AgLISI).Le balayage en champ a un pas constant, son amplitude est de ± 810 gauss autour d'un champ central correspondant à g=2 (point indiqué par une flèche sur chaque diagramme); le champ H est croissant dans le sens trigonométrique. On not sur cette figure la variation de forme et la rotation du diagramme lorsqu la température diminue.

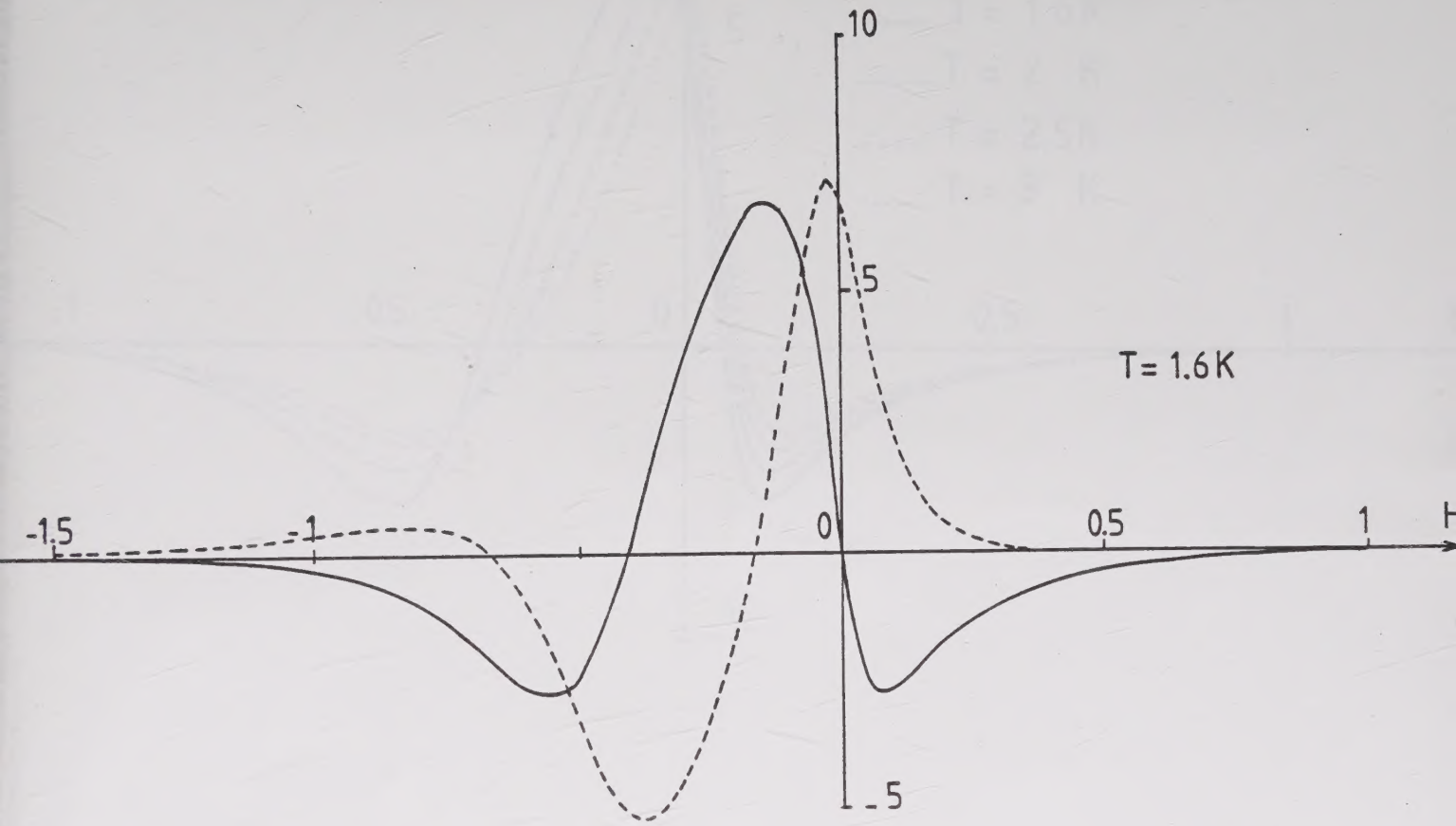


Figure D.8 : Signal transmis simulé, à T = 1.6 K, pour un échantillon d'argent implant en Gd sur les 2 faces, à la dose 0.1 D_s (simulation relative à l'échantillon AgLISI). Le balayage en champ, dont l'amplitude a pour unité 450 gauss, est centré au champ correspondant à g = 1.983. La courbe conti correspond à une phase de la référence (égale ici à ϕ = - 120 degrés) qui assure l'égalité des lobes B (critère opérationnel de symétrie). La courb en pointillée correspond à une phase à 90 degrés de la précédente (ϕ = - 30 deg.) : pour ce signal "antisymétrique", le petit lobe positif qu'on note en bas champ est également observé expérimentalement.